Laboratoire de Spectrométrie Physique
associé au C. N. R. S.

THÈSE

présentée à

L'Université Scientifique et Médicale de Grenoble

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

par

Elias CHAMOUN
Boursier du Conseil National de Recherches Scientifiques Libanais

Sujet :

ETUDE DE L'ANISOTROPIE DE LA RELAXATION DE NIVEAUX ATOMIQUES EXCITES

Soutenue le 28 Septembre 1973 devant la commission d'examen

MM. M. SOUTIF — Président
M. DUFAY
J.-C. PEBAY-PEYROULA — Examinateurs
M. LOMBARDI

Laboratoire de Spectrométrie Physique
associé au C. N. R. S.

THÈSE

présentée à

L'Université Scientifique et Médicale de Grenoble

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

par

Elias CHAMOUN

Boursier du Conseil National de Recherches Scientifiques Libanais

Sujet :

ETUDE DE L'ANISOTROPIE DE LA RELAXATION DE NIVEAUX ATOMIQUES EXCITES

Soutenue le 28 Septembre 1973 devant la commission d'examen

MM. M. SOUTIF — Président
M. DUFAY
J.-C. PEBAY-PEYROULA — Examinateurs
M. LOMBARDI

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

UNIVERSITE SCIENTIFIQUE
ET MEDICALE DE GRENOBLE

LISTE DES PROFESSEURS

Président : Monsieur Michel SOUTIF
Vice-Président : Monsieur Gabriel CAU

PROFESSEURS TITULAIRES

MM.	ANGLES D'AURIAC Paul	Mécanique des fluides
	ARNAUD Georges	Clinique des maladies infectieuses
	ARNAUD Paul	Chimie
	AUBERT Guy	Physique
	AYANT Yves	Physique approfondie
Mme	BARBIER Marie-Jeanne	Electrochimie
MM.	BARBIER Jean-Claude	Physique expérimentale
	BARBIER Reynold	Géologie appliquée
	BARJON Robert	Physique nucléaire
	BARNOUD Fernand	Biosynthèse de la cellulose
	BARRA Jean-René	Statistiques
	BARRIE Joseph	Clinique chirurgicale
	BENOIT Jean	Radioélectricité
	BERNARD Alain	Mathématiques Pures
	BESSON Jean	Electrochimie
	BEZES Henri	Chirurgie générale
	BLAMBERT Maurice	Mathématiques Pures
	BOLLIET Louis	Informatique (IUT B)
	BONNET Georges	Electrotechnique
	BONNET Jean-Louis	Clinique ophtalmologique
	BONNET-EYMARD Joseph	Pathologie médicale
	BONNIER Etienne	Electrochimie Electrométallurgie
	BOUCHERLE André	Chimie et Toxicologie
	BOUCHEZ Robert	Physique nucléaire
	BOUSSARD Jean-Claude	Mathématiques Appliquées
	BRAVARD Yves	Géographie
	BRISSONNEAU Pierre	Physique du Solide
	BUYLE-BODIN Maurice	Electronique
	CABANAC Jean	Pathologie chirurgicale
	CABANEL Guy	Clinique rhumatologique et hydrologie
	CALAS François	Anatomie
	CARRAZ Gilbert	Biologie animale et pharmacodynamie
	CAU Gabriel	Médecine légale et Toxicologie
	CAUQUIS Georges	Chimie organique
	CHABAUTY Claude	Mathématiques Pures
	CHARACHON Robert	Oto-Rhino-Laryngologie
	CHATEAU Robert	Thérapeutique
	CHENE Marcel	Chimie papetière
	COEUR André	Pharmacie chimique
	CONTAMIN Robert	Clinique gynécologique
	COUDERC Pierre	Anatomie Pathologique
	CRAYA Antoine	Mécanique
Mme	DEBELMAS Anne-Marie	Matière médicale
MM.	DEBELMAS Jacques	Géologie générale
	DEGRANGE Charles	Zoologie
	DESRE Pierre	Métallurgie
	DESSAUX Georges	Physiologie animale
	DODU Jacques	Mécanique appliquée
	DOLIQUE Jean-Michel	Physique des plasmas
	DREYFUS Bernard	Thermodynamique
	DUCROS Pierre	Cristallographie
	DUGOIS Pierre	Clinique de Dermatologie et Syphiligraphie
	FAU René	Clinique neuro-psychiatrique
	FELICI Noël	Electrostatique

MM.	GAGNAIRE Didier	Chimie physique
	GALLISSOT François	Mathématiques Pures
	GALVANI Octave	Mathématiques Pures
	GASTINEL Noël	Analyse numérique
	GEINDRE Michel	Electroradiologie
	GERBER Robert	Mathématiques Pures
	GIRAUD Pierre	Géologie
	KLEIN Joseph	Mathématiques Pures
Mme	KOFLER Lucie	Botanique et Physiologie végétale
MM.	KOSZUL Jean-Louis	Mathématiques Pures
	KRAVTCHENKO Julien	Mécanique
	KUNTZMANN Jean	Mathématiques Appliquées
	LACAZE Albert	Thermodynamique
	LACHARME Jean	Biologie végétale
	LAJZEROWICZ Joseph	Physique
	LATREILLE René	Chirurgie générale
	LATURAZE Jean	Biochimie pharmaceutique
	LAURENT Pierre	Mathématiques Appliquées
	LEDRU Jean	Clinique médicale B
	LLIBOUTRY Louis	Géophysique
	LOUP Jean	Géographie
Mle	LUTZ Elisabeth	Mathématiques Pures
	MALGRANGE Bernard	Mathématiques Pures
	MALINAS Yves	Clinique obstétricale
	MARTIN-NOEL Pierre	Sémélogie médicale
	MASSEPORT Jean	Géographie
	MAZARE Yves	Clinique médicale A
	MICHEL Robert	Minéralogie et Pétrographie
	MOURIQUAND Claude	Histologie
	MOUSSA André	Chimie nucléaire
	NEEL Louis	Physique du Solide
	OZENDA Paul	Botanique
	PAUTHENET René	Electrotechnique
	PAYAN Jean-Jacques	Mathématiques Pures
	PEBAY-PEYROULA Jean-Claude	Physique
	PERRET René	Servomécanismes
	PILLET Emile	Physique Industrielle
	RASSAT André	Chimie systématique
	RENARD Michel	Thermodynamique
	REULOS René	Physique Industrielle
	RINALDI Renaud	Physique
	ROGET Jean	Clinique de pédiatrie et de puériculture
	SANTON Lucien	Mécanique
	SEIGNEURIN Raymond	Microbiologie et Hygiène
	SENGEL Philippe	Zoologie
	SILBERT Robert	Mécanique des fluides
	SOUTIF Michel	Physique générale
	TANCHE Maurice	Physiologie
	TRAYNARD Phillppe	Chimie générale
	VAILLAND François	Zoologie
	VALENTIN Jacques	Physique Nucléaire
	VAUQUOIS Bernard	Calcul électronique
Mme	VERAIN Alice	Pharmacie galénique
M.	VERAIN André	Physique
Mme	VEYRET Germaine	Géographie
MM.	VEYRET Paul	Géographie
	VIGNAIS Pierre	Biochimie médicale
	YOCCOZ Jean	Physique nucléaire théorique

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41534920_0010

PROFESSEURS ASSOCIES

MM.	BULLEMER Bernhard	Physique
	HANO JUN-ICHI	Mathématiques Pures
	STEPHENS Michaël	Mathématiques Appliquées

PROFESSEURS SANS CHAIRE

MM.	BEAUDOING André	Pédiatrie
Mme	BERTRANDIAS Françoise	Mathématiques Pures
MM.	BERTRANDIAS Jean-Paul	Mathématiques appliquées
	BIAREZ Jean-Pierre	Mécanique
	BONNETAIN Lucien	Chimie minérale
Mme	BONNIER Jane	Chimie générale
MM.	CARLIER Georges	Biologie végétale
	COHEN Joseph	Electrotechnique
	COUMES André	Radioélectricité
	DEPASSEL Roger	Mécanique des Fluides
	DEPORTES Charles	Chimie minérale
	GAUTHIER Yves	Sciences biologiques
	GAVEND Michel	Pharmacologie
	GERMAIN Jean Pierre	Mécanique
	GIDON Paul	Géologie et Minéralogie
	GLENAT René	Chimie organique
	HACQUES Gérard	Calcul numérique
	JANIN Bernard	Géographie
Mme	KAHANE Josette	Physique
MM.	MULLER Jean-Michel	Thérapeutique
	PERRIAUX Jean-Jacques	Géologie et minéralogie
	POULOUJADOFF Michel	Electrotechnique
	REBECQ Jacques	Biologie (CUS)
	REVOL Michel	Urologie
	REYMOND Jean-Charles	Chirurgie générale
	ROBERT André	Chimie papetière
	DE ROUGEMONT Jacques	Neurochirurgie
	SARRAZIN Roger	Anatomie et chirurgie
	SARROT-REYNAULD Jean	Géologie
	SIBILLE Robert	Construction Mécanique
	SIROT Louis	Chirurgie générale
Mme	SOUTIF Jeanne	Physique générale

MAITRES DE CONFERENCES ET MAITRES DE CONFERENCES AGREGES

Mle	AGNIUS-DELORD Claudine	Physique pharmaceutique
	ALARY Josette	Chimie analytique
MM.	AMBLARD Pierre	Dermatologie
	AMBROISE-THOMAS Pierre	Parasitologie
	ARMAND Yves	Chimie
	BEGUIN Claude	Chimie organique
	BELORIZKY Elie	Physique
	BENZAKEN Claude	Mathématiques Appliquées
	BILLET Jean	Géographie
	BLIMAN Samuel	Electronique (EIE)
	BLOCH Daniel	Electrotechnique
Mme	BOUCHE Liane	Mathématiques (CUS)
MM.	BOUCHET Yves	Anatomie
	BOUVARD Maurice	Mécanique des Fluides

MM.	BRODEAU François	Mathématiques (IUT B)
	BRUGEL Lucien	Energétique
	BUISSON Roger	Physique
	BUTEL Jean	Orthopédie
	CHAMBAZ Edmond	Biochimie médicale
	CHAMPETIER Jean	Anatomie et organogénèse
	CHIAVERINA Jean	Biologie appliquée (EFP)
	CHIBON Pierre	Biologie animale
	COHEN-ADDAD Jean-Pierre	Spectrométrie physique
	COLOMB Maurice	Biochimie médicale
	CONTE René	Physique
	COULOMB Max	Radiologie
	CROUZET Guy	Radiologie
	DURAND Francis	Métallurgie
	DUSSAUD René	Mathématiques (CUS)
Mme	ETERRADOSSI Jacqueline	Physiologie
MM.	FAURE Jacques	Médecine légale
	GENSAC Pierre	Botanique
	GIDON Maurice	Géologie
	GRIFFITHS Michaël	Mathématiques Appliquées
	GROULADE Joseph	Biochimie médicale
	HOLLARD Daniel	Hématologie
	HUGONOT Robert	Hygiène et Médecine préventive
	IDELMAN Simon	Physiologie animale
	IVANES Marcel	Electricité
	JALBERT Pierre	Histologie
	JOLY Jean-René	Mathématiques Pures
	JOUBERT Jean-Claude	Physique du Solide
	JULLIEN Pierre	Mathématiques Pures
	KAHANE André	Physique générale
	KUHN Gérard	Physique
	LACOUME Jean-Louis	Physique
Mme	LAJZEROWICZ Jeanine	Physique
MM.	LANCIA Roland	Physique atomique
	LE JUNTER Noël	Electronique
	LEROY Philippe	Mathématiques
	LOISEAUX Jean-Marie	Physique Nucléaire
	LONGEQUEUE Jean-Pierre	Physique Nucléaire
	LUU DUC Cuong	Chimie Organique
	MACHE Régis	Physiologie végétale
	MAGNIN Robert	Hygiène et Médecine préventive
	MARECHAL Jean	Mécanique
	MARTIN-BOUYER Michel	Chimie (CUS)
	MAYNARD Roger	Physique du Solide
	MICHOULIER Jean	Physique (I.U.T. "A")
	MICOUD Max	Maladies Infectieuses
	MOREAU René	Hydraulique (INP)
	NEGRE Robert	Mécanique
	PARAMELLE Bernard	Pneumologie
	PECCOUD François	Analyse (IUT B)
	PEFFEN René	Métallurgie
	PELMONT Jean	Physiologie animale
	PERRET Jean	Neurologie
	PERRIN Louis	Pathologie expérimentale
	PFISTER Jean-Claude	Physique du Solide
	PHELIP Xavier	Rhumatologie
Mlle	PIERY Yvette	Biologie animale

MM.	RACHAIL Michel	Médecine interne
	RACINET Claude	Gynécologie et obstétrique
	RENAUD Maurice	Chimie
	RICHARD Lucien	Botanique
Mme	RINAUDO Marguerite	Chimie macromoléculaire
MM.	ROMIER Guy	Mathématiques (IUT B)
	SHOM Jean Claude	Chimie Générale
	STIEGLITZ Paul	Anesthésiologie
	STOEBNER Pierre	Anatomie pathologique
	VAN CUTSEM Bernard	Mathématiques Appliquées
	VEILLON Gérard	Mathématiques Appliquées (INP)
	VIALON Pierre	Géologie
	VOOG Robert	Médecine interne
	VROUSSOS Constantin	Radiologie
	ZADWORNY François	Electronique

MAITRES DE CONFERENCES ASSOCIES

MM.	BOUDOURIS Georges	Radioélectricité
	CHEEKE John	Thermodynamique
	GOLDSCHMIDT Hubert	Mathématiques
	SIDNEY STUARD	Mathématiques Pures
	YACOUD Mahmoud	Médecine légale

CHARGES DE FONCTIONS DE MAITRES DE CONFERENCES

Mme	BERIEL Hélène	Physiologie
Mme	RENAUDET Jacqueline	Microbiologie

Fait le 30 Mai 1972

TABLE DES MATIERES

Pages

- INTRODUCTION 1

- PARTIE THEORIQUE : 3

I/ - EFFET D'UN CHAMP ELECTRIQUE 3

A/ - Explication physique simple 3

B/ - Calcul théorique : 5

a) - Introduction 5

b) - Hamiltonien Stark dans le cas général 6

c) - Champ électrique parallèle à l'axe de quantification oz (J=1) 8

d) - Champ électrique parallèle à ox 9

e) - Evolution de la matrice densité par couplage avec le champ électrique 10

f) - Equation d'évolution de la matrice densité .. 14

g) - Etude du signal d'alignement 17

h) - Etude du signal d'orientation 20

i) - Cas du niveau excité J=2 22

II/ - CREATION D'ORIENTATION PAR COLLISIONS ANISOTROPES 31

- INTRODUCTION 31

- ETUDE DES COLLISIONS 31

A/ - Type de la collision 31

B/ - Effet de la collision sur la matrice densité de l'état excité 33

C/ - Collisions isotropes 36

D/ - Collisions anisotropes 39

I - Calcul des coefficients d'évolution de la matrice densité 39

II - Propriétés de symétrie 42

III - Equations d'évolution 46

Pages

IV/ - Intensité de la lumière circulaire créée en l'absence du champ magnétique . 48

V/ - En présence du champ magnétique 50

E/ - Application aux cas particuliers : 52

a) - Cas d'un jet atomique 52

b) - Excitation ou détection d'une portion de la raie Doppler 55

c) - Recul anisotrope de la cible bombardée par le projectile 56

1°/ - Direction du recul 57

2°/ - Taux d'orientation 61

III/ - ETUDE DE L'ANISOTROPIE DE LA RELAXATION : 66

- INTRODUCTION 66

A/ - Calcul des composantes tensorielles de la matrice densité 68

B/ - Calcul de $I_{\parallel} - I_{\perp}$ 73

C/ - Calcul de I+45 - I-45 76

D/ - Calcul de $I_{\parallel}$ et de $I_{\perp}$ 78

E/ - Méthode de mesure des coefficients de relaxation 79

1°/ - Décomposition de B45 79

2°/ - Décomposition de B90 82

F/ - Mise en évidence de l'anisotropie 83

G/ - Remarque importante 86

- APPENDICE 1 88

- APPENDICE 2 90

- APPENDICE 3 92

- APPENDICE 4 93

- APPENDICE 5 94

- APPENDICE 6 99

Pages

- PARTIE EXPERIMENTALE : 102

I/ - JET ATOMIQUE : 102

- EXCITATION DU CALCIUM PAR DECHARGE HAUTE-FREQUENCE ... 103

A/ - Description du montage 103

a) - Four 103
b) - Enceinte sous vide 103
c) - Cellule à décharge 103
d) - Champs statiques 104
e) - Montage de détection 104

B/ - Manipulations sur le calculium 104

- EXCITATION PAR MOYEN OPTIQUE 105

A/ - Choix de l'élément 105
B/ - Montage d'excitation 109

a) - Lampe 109
b) - Montage optique 109

C/ - Montage de l'enceinte des collisions 110

a) - Vide différentiel 110
b) - Refroidissement 110
c) - Lumière parasite 111
d) - Elimination des champs parasites 112
e) - Choix du gaz tampon 113

D/ - Montage de détection 114

E/ - Résultat expérimental 115

F/ - Discussion du résultat 116

Pages

II/ - EXCITATION OU DETECTION D'UNE PORTION DE LA RAIE DOPPLER 117

- INTRODUCTION 117

A/ - Choix de l'élément d'étude 119

a) - Hélium 119
b) - Néon 119

B/ - Pompage optique de l'Argon 120

a) - Lampe excitatrice 120
b) - Enceinte de décharge 120
c) - Effet Hanle de référence 120
d) - Commentaire 122

C/ - Bombardement électronique 122

D/ - Commentaire 125

III/ - BOMBARDEMENT D'UNE CIBLE GAZEUSE PAR UN FAISCEAU D'IONS ACCELERES 126

A/ - Introduction 126
B/ - Description du montage 126
C/ - Polariseur de la lumière du faisceau et de la cible 128
D/ - Recul de la cible 128
E/ - Recherche du signal d'orientation dû à l'anisotropie du recul : 129

1°/ - Choix de l'élément d'étude 129
2°/ - Expériences 133

a) - Etude en fonction de la pression ... 133
b) - Etude en fonction de l'énergie 137
c) - Excitation par un faisceau de Na^+ .. 138

F/ - Orientation due au champ électrique 152

Pages

G/ - Etude de l'anisotropie de la relaxation 155

- Excitation par un faisceau de Li^+ 162

- Excitation par un faisceau de Na^+ 163

- CONCLUSION 165

- CONCLUSION GENERALE 166

- AJUSTEMENT DES COURBES 168

1°/ - Principe du programme 168

2°/ - Application du programme 178

Appendice 182

REMERCIEMENTS

Ce travail a été effectué dans le Laboratoire de Spectrométrie Physique de GRENOBLE, dirigé par Monsieur le Professeur SOUTIF et Monsieur le Professeur PEBAY-PEYROULA, en collaboration avec le Laboratoire de Physique Ionique et Moléculaire de LYON, dirigé par Monsieur le Professeur DUFAY.

Je remercie Monsieur le Professeur SOUTIF de m'avoir accueilli dans son laboratoire, et d'avoir accepté de présider le Jury.

Je remercie Monsieur le Professeur PEBAY-PEYROULA de m'avoir accepté dans son équipe et de m'avoir offert toutes les possibilités du travail. Je le remercie aussi d'avoir accepté d'être membre du Jury.

Je remercie Monsieur le Professeur DUFAY d'avoir accepté de travailler en commun ainsi que de l'encouragement qu'il m'a apporté au cours du travail. Je le remercie aussi d'avoir accepté d'être membre du Jury.

Je tiens à remercier tout particulièrement Monsieur LOMBARDI, Maître de Recherches au C.N.R.S., qui a dirigé ce travail, tant sur le plan théorique que sur le plan expérimental et qui a sacrifié de son temps personnel pour faire avancer le travail. Par sa direction persévérante, et parfois sévère, il a contribué à la réussite de ce travail ainsi qu'à la formation théorique dont j'avais grand besoin. Je le remercie aussi d'avoir accepté d'être membre du Jury.

De même, je remercie Messieurs CARRE et GAILLARD, membres du Laboratoire de Physique Ionique et Moléculaire de LYON, (dont les travaux préliminaires ont servi de base à mon travail), pour l'aide qu'ils m'ont apportée dans la réalisation des expériences à LYON.

Je remercie également les Chercheurs de l'équipe de Physique Atomique de GRENOBLE, d'avoir sû créer l'ambiance favorable au travail, et notamment Monsieur STOECKEL pour ses discussions scientifiques fructueuses.

De même, je remercie Messieurs NEGRE et AVENTURIER, électroniciens, Monsieur CASTEJON, verrier, et Monsieur JOURDAN, ingénieur de l'équipe, ainsi que les techniciens de l'atelier de mécanique et de chaudronnerie du Laboratoire de Spectrométrie.

Je remercie Monsieur LALOE, Maître de Recherches au C.N.R.S., de l'Ecole Normale Supérieure, pour les discussions scientifiques que nous avons eues ensemble, ainsi que pour le matériel qu'il m'a prêté.

Mes remerciements vont au C.N.R.S. LIBANAIS qui m'a apporté un soutien financier de longue durée, ce qui a été nécessaire à la poursuite de mes études.

Enfin, je remercie Mesdames CASTEJON, GARON et GIROUD qui ont bien voulu accepter le travail ingrat de la frappe de cette thèse.

INTRODUCTION

La relaxation, par collisions isotropes, des états atomiques excités a été étudiée par OMONT (1) dans le cas des collisions binaires (problème à deux corps seulement) entre un atome à l'état excité et un autre atome, de même espèce ou non, à l'état fondamental. Dans cette étude, il n'existait, statistiquement, aucune direction privilégiée de collisions.

Le but essentiel de ce travail est l'étude de l'atome soumis à deux effets simultanés ayant chacun, séparément, la symétrie de l'alignement. L'un de ces effets sera l'excitation alignante de l'atome, l'autre sera un champ électrique, ou une relaxation par collisions ayant statistiquement une direction privilégiée.

Si ces deux effets alignants sont, ni parallèles ni perpendiculaires entre eux, un effet nouveau pourrait se manifester : le niveau excité, préalablement aligné, devient orienté (2).

On a divisé le travail en deux parties : une partie théorique, et une partie expérimentale.

Dans la partie théorique on a étudié l'effet d'un champ électrique statique sur l'atome excité par un effet alignant, notamment la création d'un signal d'orientation. Puis on a étudié la relaxation par collisions ayant, statistiquement, une direction privilégiée dans l'espace, de l'atome excité, préalablement aligné.

Enfin, on a étudié l'influence de l'anisotropie des collisions sur l'amplitude et la largeur des courbes de dépolarisation magnétique.

Dans cette partie, on a exposé les problèmes selon un ordre logique pour donner au travail une présentation plus claire, et on a essayé de donner des explications physiques simples.

Par contre, dans la partie expérimentale, on a présenté le travail selon son ordre chronologique. On a commencé par étudier la relaxation contre un gaz tampon, à l'état fondamental et à la vitesse thermique isotrope, du niveau excité, par un effet alignant, d'un atome émanant d'un four (jet atomique).

Puis, on a étudié la possibilité de l'excitation ou la détection d'une portion de la raie DOPPLER de l'atome, sélectionnant ainsi les atomes excités de la vapeur et ayant une vitesse bien déterminée.

Ensuite, on a étudié l'atome d'un gaz (cible) bombardé par un faisceau d'ions rapides (projectile accéléré), et relaxant, en reculant d'une manière anisotrope, contre les atomes, au fondamental, du gaz (cible). Dans cette dernière partie (beam-gaz) on a étudié l'effet du recul anisotrope des atomes excités de la cible sur le niveau excité par un effet alignant, et sur la forme des courbes Hanle. Aussi a-t'on étudié l'orientation du niveau excité due à la présence d'un champ électrique statique.

PARTIE THEORIQUE

I/ EFFET D'UN CHAMP ELECTRIQUE

A/ Explication physique simple

Avant de commencer le calcul de l'effet du champ électrique sur un niveau atomique excité, étudions d'une manière simple l'effet physique d'un gradient de champ électrique sur un atome excité par de la lumière rectiligne.

Soit un gradient de champ électrique, de révolution autour d'un axe oz, en présence d'un atome aligné par une excitation rectiligne à 45° des axes ox, oy et oz. On assimile l'atome à un oscillateur harmonique tridimensionnel.

L'équation du mouvement de cet oscillateur, projetée sur les trois axes du trièdre (o x y z) donne avant l'application du gradient de champ électrique :

$$m\ddot{x} = -Kx$$
$$m\ddot{y} = -Ky$$
$$m\ddot{z} = -Kz$$

La constante de la force de rappel, K, est la même sur les 3 axes, car l'espace est isotrope.

En observant dans la direction ox, on verra dans le plan (o,y,z) selon les axes oy et oz deux mouvements rectilignes sinusoïdaux de même fréquence :

$$f = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{K}{m}}$$

Mais en appliquant un gradient de champ électrique de révolution autour de oz (fig. 1) =

$$\frac{\partial Ez}{\partial z} = \alpha \text{ avec div. } \vec{E} = o \qquad \alpha = \text{constante}$$

On tire de là : $\frac{\partial Ex}{\partial y} = \frac{\partial Ey}{\partial y} = -\frac{\alpha}{2}$

Les équations du mouvement de l'oscillateur harmonique deviendront :

$$m\ddot{x} = -(K + \frac{\alpha}{2})\, x$$

$$m\ddot{y} = -(K + \frac{\alpha}{2})\, y$$

$$m\ddot{z} = -(K-\alpha)\, z$$

La fréquence du mouvement suivant oz devient alors différente de celle des deux autres mouvements suivant ox et oy. En observant suivant ox on voit dans le plan (o,y,z) le mouvement résultant de deux mouvements, l'un suivant oy, l'autre suivant oz, et de fréquences différentes, et initialement en phase. Ce mouvement résultant est donné par des courbes LISSAJOUS (fig.2a).

L'atome, initialement aligné à 45° des axes, pourra s'orienter au cours du temps ; l'orientation est maximum (lumière circulaire), à l'instant $to = \frac{T}{4}$ avec $T = \frac{1}{f-f'}$.

A l'instant 3 to il y a une autre orientation mais de sens contraire. Toutefois, l'effet moyen n'est pas nul, si on tient compte de l'amortissement par rayonnement entre les instants to et 3 to. L'orientation au cours du temps est alors représentée par la courbe (fig.2b).

On a donc un effet moyen d'orientation de la lumière par deux phénomènes ayant, chacun, la symétrie de l'alignement ; le gradient du

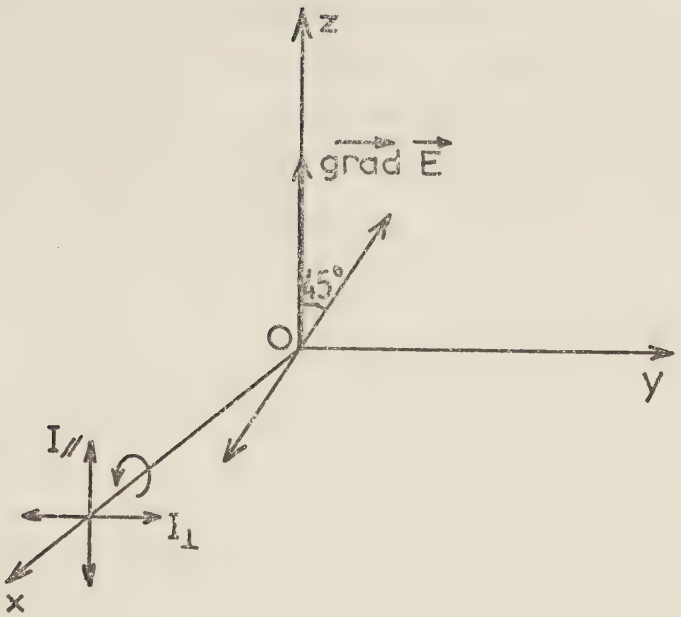


FIG. 1

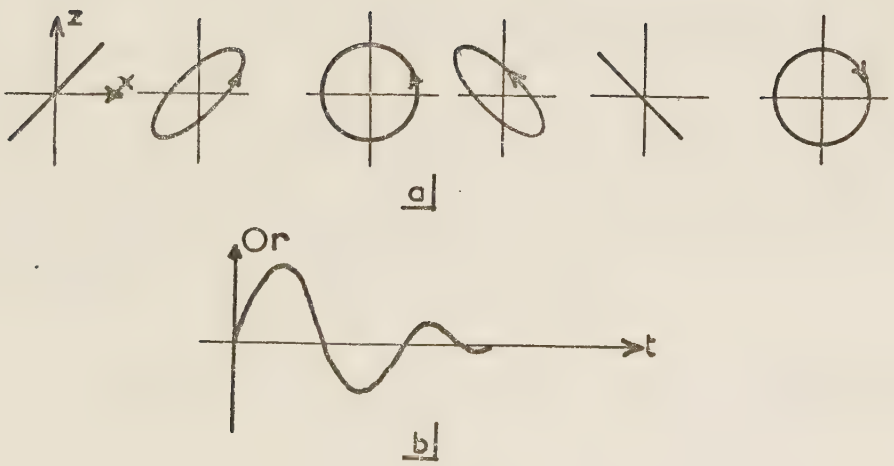


FIG. 2

champ électrique, et l'excitation initiale alignante de l'atome. On vérifie toutefois qu'il faut que ces 2 effets alignants aient des directions ni parallèles, ni perpendiculaires entre elles, pour qu'il y ait création d'un effet d'orientation de l'atome, c'est-à-dire manifestation de lumière circulaire.

B/ Calcul théorique

a) - Introduction :

On se propose d'étudier l'action d'un champ électrique statique sur les sous-niveaux Zeeman du niveau excité par un effet alignant, et dont le moment angulaire est J. On étudiera le cas de J = 1 et J = 2.

Le hamiltonien correspondant au couplage du moment dipolaire électrique de l'atome excité avec le champ électrique s'écrit :

$\mathcal{H}_{stark} = \vec{E} \cdot \vec{d}$ (d = moment dipolaire électrique du niveau excité,

($\vec{E}$ = champ électrique statique agissant)

La perturbation par le champ électrique des sous-niveaux Zeeman du niveau excité est nulle au premier ordre (sauf dans le cas des Hydrogénoïdes) car elle correspond à une transition entre deux sous-niveaux de même parité, celle du niveau $E_{\alpha,J}$.

$$< \alpha,J,m \mid \mathcal{H}_{stark} \mid \alpha,J,m' > = \vec{E} < \alpha,J,m| \vec{d} \mid \alpha,J,m' >$$

Or $\vec{d}$ est un vrai-vecteur, $|\alpha,J,m >$ et $|\alpha ,J,m' >$ ont la même parité (sauf dans le cas des atomes hydrogénoïdes où il y a dégénérescence des niveaux).

On est alors amené à étudier l'effet du champ électrique au second ordre :

$$\langle \alpha,J,m|\mathcal{H}_s|\alpha,J,m'\rangle = \sum_{J_1 m_1} \frac{\langle \alpha,J,m|\vec{d}.\vec{E}|\alpha_1, J_1 m_1\rangle \langle \alpha_1,J_1,m_1|\vec{d}.\vec{E}|\alpha,J,m'\rangle}{E_J - E_{J_1}} .$$

ce qui correspond à une transition virtuelle du sous-niveau $|m>$ au sous-niveau $|m'>$ du niveau $E_{\alpha,J}$ par l'intermédiaire de transitions à des sous-niveaux d'un niveau proche E_{α_1,J_1} de parité différente de celle de $E_{\alpha,J}$.

Pour que cet effet ait un sens il faut que le niveau E_{α_1,J_1} soit très voisin de E_{α_1,J_1}.

b) - <u>Calcul du Hamiltonien stark dans le cas général</u> :

Pour étudier en détail l'effet du champ électrique au 2^d ordre, il faut calculer le Hamiltonien du couplage atome - champ électrique ; ensuite le terme correspondant à l'évolution en fonction du temps de la matrice densité globale des atomes excités, en présence de ce champ électrique. Pour cela, on développe la matrice densité sur une base de tenseurs irréductibles T^k_q (3,notations 1) :

$$\rho = \sum_{k'q'} \rho^{k'}_{q'} T^{k'}_{q'}$$

Dans cette base tensorielle, le Hamiltonien stark est, dans le cas le plus général, :

$$\mathcal{H}_s = \sum_{kq} V^k_q T^k_q$$

V^k_q étant un scalaire = qième composante de $\mathcal{H}_s$ dans le sous-espace irréductible d'ordre 2 k + 1.

Il s'agit maintenant de calculer V_q^k

Pour calculer V_q^k, on identifie l'expression des éléments du Hamiltonien dans la base T_q^k avec celle dans la base Zeeman $|J_1 m>$:

$$\mathcal{H}_{Jm\,Jm'} = <Jm|\mathcal{H}|J\ m'> = \sum_{J_1 m_1} \frac{<Jm|\vec{d}.\vec{E}|J_1 m_1><J_1 m_1|\vec{d}.\vec{E}|Jm'>}{E_J - E_{J_1}}$$

Or $\vec{d}$ est un vecteur opérateur, et s'identifie dans la base tensorielle à un opérateur tensoriel irréductible d'ordre 3.

En utilisant les notations de (4) on a :

$$\vec{d}.\vec{E} = \sum_{q'} (-)^{q'} E^1_{-q'}, d^{(1)}_{q'}$$

En remarquant que $\vec{E}$ est un vecteur simple (non un opérateur vecteur) et en appliquant le théorème de WIGNER-ECKARDT on arrive, dans l'appendice (1) à l'expression :

$$V_q^k = \sum_{J_1} (-)^{2J_1} \frac{< J||d||J_1 >< J_1||d||J>}{E_J - E_{J_1}} \begin{Bmatrix} J & J & K \\ 1 & 1 & J_1 \end{Bmatrix} \sum_{q'q"} E_{q'}, E_{q"} <1\ 1\ q'q"|K\ q>$$

On remarque que les coefficients de E_q, $E_{q"}$ et $E_{q"}$ E_q, sont opposés pour $k = 1$, donc $V_q^1 = o$.

Dans le cas d'un champ électrique de direction quelconque, on calcule $V_{q"}^{k"}$ pour chaque valeur de k" et q", et on tire le Hamiltonien stark

$$\mathcal{H}_s = \sum_{k"q"} V_{q"}^{k"} \quad T_{q"}^{k"}$$

De même, on développe la matrice densité $\rho = \sum_{k'q'} \rho^{k'}_{q'} T^{k'}_{q'}$

puis on aura la composante n° q dans l'espace irréductible d'ordre 2 k + 1 du terme d'évolution de la matrice densité du niveau excité par son couplage avec le champ électrique :

$$[\mathcal{H}_{stark}, \rho]^{k}_{q} \text{ , en calculant } [T^{k''}_{q''}, T^{k'}_{q'},]^{k}_{q} = \text{trace} \left([T^{k''}_{q''}, T^{k'}_{q'},] T^{k +}_{q} \right)$$

Mais si le champ électrique $\vec{E}$ est par exemple selon l'axe ox du trièdre, il est plus simple de faire les calculs en supposant $\vec{E}$ parallèle à l'axe de quantification oz, puis procéder par une rotation de $\frac{\pi}{2}$ autour de oy $R(oy, \frac{\pi}{2})$, ce qui se traduira dans l'espace tensoriel d'ordre 2 k+1 par une rotation $R^{(K)}$ appliquée à la matrice densité dans cet espace.

c) - Le champ électrique est parallèle à l'axe de quantification E // oz

(Cas J = 1)

Dans ce cas, le hamiltonien est invariant par une rotation quelconque autour de l'axe oz. Or, une rotation d'angle ϕ autour de oz transforme T^{k}_{q} en $\sum_{q'} e^{-iq'\phi} T^{k}_{q'}$, d'où :

$$\mathcal{H}_{stark} \text{ après rotation} = \sum_{Kq} V^{k}_{q} (R\, T^{K}_{q}\, R^{+}) = \sum_{kq} V^{k}_{q} \sum_{q'} R^{(k)}_{q'q}\, T^{k}_{q'} \equiv \text{avant rotation}$$

avec $R^{(k)}_{q'q}(oz,q) = - e^{-iq'\phi}$

Donc, pour que le Hamiltonien soit invariant par cette rotation, il faut que q' = q = o. Donc, seuls les termes V^{k}_{o} sont non nuls.

D'autre part, le système étant invariant par une réflexion sur le plan x o z, $V_o^k \neq o$ seulement pour les valeurs paires de K, ce qui est une déduction directe de l'expression générale de V_q^k.

D'où, dans le cas $\mathcal{H}_{stark} = V_o^o \; T_o^o + V_o^2 \; T_o^2$

T_o^o étant une constante, le terme $V_o^o \; T_o^o$ du Hamiltonien ne fait qu'ajouter une constante à ses valeurs propres, donc déplacer de la même quantité tous les sous-niveaux Zeeman, et, de ce fait, il n'a aucun effet sur l'évolution de la matrice densité, donc on peut le négliger.

D'où : $\mathcal{H}_{\vec{E} \,//\, oz} = V_o^2 \; T_o^2 = \alpha \, E^2 \, T_o^2$

avec $\alpha = \sum_{J_1} (-)^{2J_1} \; \frac{\langle J||d||J_1\rangle\langle J_1||d||J\rangle}{E_J - E_{J_1}} \left\{ \begin{matrix} 1 & 1 & 2 \\ J & J & J_1 \end{matrix} \right\} \; \langle 1 \; 1 \; 0 \; 0 | 2 \; 0 \rangle$

C'est une constante qu'on calcule à partir des fonctions d'onde du niveau excité.

d) - <u>Champ électrique parallèle à ox :</u>

On passe de l'axe oz à l'axe ox par une rotation de $\frac{\pi}{2}$ autour de oy, R (oy, + $\frac{\pi}{2}$), ce qui se traduit par l'opération

$$R. \; \mathcal{H}_{stark \; E \,//\, oz} .R^+ = \alpha E^2 \, R T_o^2 \, R^+$$

Or $R \; T_q^k \; R^+ = \sum_{q'} R_{q'q}^{(k)} \; T_{q'}^k$, d'après (10)

dans notre cas $R\, T^2_o\, R^+ = \sum_{q'} R^{(2)}_{q'o}\; T^2_{q'}$, avec q' = -2, ..., + 2.

On connait les éléments de $R^{(2)}_{q'o}$ donnés dans (11) d'où :

$$R\, T^2_o\, R^+ = \frac{\sqrt{6}}{4}\; T^2_2 - \frac{1}{2}\; T^2_o + \frac{\sqrt{6}}{4}\; T^2_{-2}$$

alors : $\mathcal{H}_{\text{stark pour } \vec{E} \,//\, \text{à ox}} = \alpha\, E^2 \left[\frac{\sqrt{6}}{4}\; T^2_2 - \frac{1}{2}\, T^2_o + \frac{\sqrt{6}}{4}\; T^2_{-2}\right]$

e)- <u>Calcul du terme d'évolution de la matrice densité par couplage avec le champ électrique</u>

$$\mathcal{H}_{\text{stark}} = \alpha\, E^2\; R\, T^2_o\, R^+$$

On a à calculer la composante (k,q) du commutateur $[R\, T^2_o\; R^+, \rho]^k_q$

Or $\rho = \sum_{k'q'} \rho^{k'}_{q'}\, T^{k'}_{q'}$, $\rho^k_q = \text{trace}\,(\rho\, T^{k+}_q)$, et $\text{trace}\,(T^{k'}_{q'}, T^k_q) = \delta_{kk'}\, \delta_{qq'}$,

d'où : $\mathcal{H}_s = \sum_{k'q'} [\, RT^2_o\, R^+, T^{k'}_{q'},]\, \rho^{k'}_{q'} = \sum_{k'q'} \rho^{k'}_{q'}\, \text{trace}\,\{[\, RT^2_o\, R^+, T^{k'}_{q'}]\; T^{k\,+}_q\}$

Le calcul fait dans l'appendice (2) donne :

$$[\mathcal{H}_s, \rho]^k_q = \alpha\, E^2 \sum_{k'q'q''} \rho^{k'}_{q'}\, [RT^2_o\, R^+]_{q''} \sqrt{5(2k+1)(2k'+1)}\; \begin{Bmatrix} k & k' & 2 \\ J & J & J \end{Bmatrix} (-)^{2J+q}$$

$$* [\, -1 + (-)^{k+k'}] \begin{pmatrix} k' & k & 2 \\ q' & -q & q'' \end{pmatrix}$$

Dans notre cas de J = 1, on a besoin de calculer ces termes pour k = o,1,2 avec q = -k, ... +k

$[\mathcal{H}, \rho]^{k}_{q}$ est non nul pour k + k' = impair, à cause du coefficient :

$[\ -1 + (-)^{k+k'}]$ donc :

- <u>pour k = o</u> k' doit être = 1

Or, pour que le coefficient $\begin{pmatrix} k' & k & 2 \\ q' & -q & q" \end{pmatrix}$ soit non nul il faut que q" = q'-q

d'après le règle de sélection des coefficients (3 j)

ici q = o donc q' = - q" or on a vu que :

$$[R\, T^{2}_{o}\, R^{+}]_{q"} = \frac{\sqrt{6}}{4} \text{ pour } q" = 2$$

$$= -\frac{1}{2} \text{ pour } q" = o$$

$$= \frac{\sqrt{6}}{4} \text{ pour } q" = -2$$

Donc q' = q" ne peut être que = o

d'où $[\mathcal{H}_{s}, \rho]^{o}_{o} = o$

- <u>Pour k = 1</u> k' = o ou 2

Or k' = o donne un terme nul car $\begin{pmatrix} o & 1 & 2 \\ o & -q & q" \end{pmatrix}$ ne vérifie pas la règle de sélection des (3j), il reste donc le cas de k' = 2.

Il y a ici 3 termes à calculer pour : q = 1, q = o, et q = -1

a) $\underline{q = 1}$ $\quad k' = 2$ $\quad q'' = 2$ $\quad q' = q-q'' = 1-q'' = -1$

$q'' = o$ $\quad q' = +1$

$q'' = +2$ $\quad q' = 3$ impossible car $q' = -k' \ldots +k'$

b) $\underline{q = o}$ $\quad k' = 2$ $\quad q'' = +2$ $\quad q' = -q'' = -2$

$q'' = o$ $\quad q' = o$

$q'' = -2$ $\quad q' = +2$

c) $\underline{q = -1}$ $\quad k' = 2$ $\quad q'' = 2$ $\quad q' = -1 - q'' = -3$ impossible

$q'' = o$ $\quad q' = -1$

$q'' = -2$ $\quad q' = +1$

En remplaçant les coefficients (3j) et (6j) par leur valeur numérique on a :

$$[\mathcal{H}_{s,} \rho]^{1}_{1} = -\frac{\sqrt{6}}{4} \alpha E^2 (\rho_1^2 - \rho_{-1}^2)$$

$$[\mathcal{H}_{s,} \rho]^{1}_{o} = -\frac{\sqrt{3}}{2} \alpha E^2 (\rho_2^2 - \rho_{-2}^2)$$

$$[\mathcal{H}_{s,} \rho]^{1}_{-1} = -\frac{\sqrt{6}}{4} \alpha E^2 (\rho_1^2 - \rho_{-1}^2)$$

- $\underline{\text{Et pour } k = 2}$:

On dresse pour les 5 valeurs de q le tableau :

	q = 2	k' = 1	q" = 2	q' = o
	q = 1	k' = 1	q" = 2	q' =-1
			q" = o	q' =+1
k = 2	q = o	k' = 1	q" = o	q' = o
	q = -1	k' = 1	q" = o	q' =-1
			q" = -2	q' =+1
	q = -2	k' = 1	q" = -2	q' = o

Et on a en remplaçant les coefficients {3j} et {6j} par leurs valeurs :

$$[\mathcal{H}_s, \rho]^2_2 = -\frac{\sqrt{3}}{2}\,\alpha\, E^2\, \rho^1_o$$

$$[\mathcal{H}_s, \rho]^2_1 = -\frac{\sqrt{6}}{4}\,\alpha\, E^2 (\rho^1_1 + \rho^1_{-1})$$

$$[\mathcal{H}_s, \rho]^2_o = 0$$

$$[\mathcal{H}_s, \rho]^2_{-1} = \frac{\sqrt{6}}{4}\,\alpha\, E^2\, (\rho^1_1 + \rho^1_{-1})$$

$$[\mathcal{H}_s, \rho]^2_{-2} = \frac{\sqrt{3}}{2}\,\alpha\, E^2\, \rho^1_o$$

f) - Equation d'évolution de la matrice densité :

D'après (12) l'équation d'évolution de la matrice densité s'écrit :

$$\left(\frac{d\rho}{dt}\right)_{\text{globale}} = \rho^{(o)} - \gamma\,\rho - i[\mathcal{H}_s,\rho] - i[\mathcal{H}_z,\rho]$$

$\rho^{(o)}$ = terme d'excitation

γ = largeur naturelle du niveau excité = inverse de la durée de vie.

$\gamma\rho$ = correspond au terme de l'émission spontanée du niveau excité

$\mathcal{H}_z$ = hamiltonien de l'atome dû au couplage moment angulaire de l'atome - champ magnétique extérieur de balayage.

$\mathcal{H}_s$ = hamiltonien dû au couplage moment dipolaire électrique - champ électrique statique.

On néglige les termes d'évolution correspondant à la diffusion multiple, aux collisions atome excité - atome neutre, etc ...

Le champ magnétique statique est seulement utilisé ici pour tracer des courbes de dépolarisation magnétique (Hanle) pour mieux voir l'effet du champ électrique. On le prend parallèle à l'axe oz de quantification.

Cette équation d'évolution de la matrice densité projetée sur la base tensorielle donne :

$$\left(\frac{d\,\rho_q^k}{dt}\right)_{\text{globale}} = \rho_q^{k\,(o)} - \gamma\,\rho_q^k - i\,[\mathcal{H}_z,\rho]_q^k - i\,[\mathcal{H}_s,\rho]_q^k$$

Or, on étudie un effet stationnaire, donc : $(\frac{d\rho}{dt}) \equiv 0$ globale

$\mathcal{H}_z = \mu\beta\, g_J\, \vec{H}.\vec{J} = \mu\beta\, g_J\, H\, J_z = \omega e\, Jz$ car $\vec{H}$ // à oz

$\mu\beta$ = magnéton de Bohr

g_J = facteur de Landé du niveau excité

ω = pulsation Larmor du niveau excité

On a : $[\mathcal{H}_z, \rho]^k_q = \omega [J_z, \rho]^k_q = \omega\, q\, \rho^k_q$ d'après (13)

D'où on aura pour $\underline{k = 1}$

$$\rho^{(o)}{}^1_1 - (\gamma + i\omega)\, \rho^1_1 + i \frac{\sqrt{6}}{4}\, \alpha\, E^2\, (\rho^2_1 - \rho_{-1}{}^2) = \frac{d\rho^1_1}{dt} = 0 \qquad (1)$$

$$\rho^{(o)}{}^1_o - \gamma\, \rho^1_o + i \frac{\sqrt{3}}{2}\, \alpha\, E^2\, (\rho^2_2 - \rho_{-2}{}^2) = \frac{d\rho^1_o}{dt} = 0 \qquad (2)$$

$$\rho^{(o)}{}^1_{-1} - (\gamma - i\omega)\rho^1_{-1} + i \frac{\sqrt{6}}{4}\, \alpha\, E^2\, (\rho^2_1 - \rho_{-1}{}^2) = \frac{d\rho^1_{-1}}{dt} = 0 \qquad (3)$$

et pour $\underline{k = 2}$ on a :

$$\frac{d\rho^2_2}{dt} = \rho^{(o)}{}^2_2 - \gamma\, \rho^2_2 - i\, 2\omega \rho^2_2 + i \frac{\sqrt{3}}{2}\, \alpha\, E^2\, \rho^1_o = 0 \qquad (4)$$

$$\frac{d\rho^2_1}{dt} = {}^{(o)}{}^2_1 - \gamma\, \rho^2_1 - i\, \omega\, \rho^2_1 + i \frac{\sqrt{6}}{4}\, \alpha\, E^2\, (\rho^1_1 + \rho_{-1}{}^1) = 0 \qquad (5)$$

$$\frac{d\rho^2_o}{dt} = \rho^{(o)2}_{o} - \gamma\, \rho^2_o = 0 \qquad (6)$$

$$\frac{d\rho^{2}_{-1}}{dt} = \rho^{(o)2}_{-1} - \gamma\, \rho^2_{-1} + i\,\omega\, \rho^{2}_{-1} - i\,\frac{\sqrt{6}}{4}\,\alpha E^2\,.\,(\rho^1_1 + \rho^{1}_{-1}) = 0 \qquad (7)$$

$$\frac{d\rho^{2}_{-2}}{dt} = \rho^{(o)2}_{-2} - \gamma\, \rho^2_{-2} + i\,2\omega\, \rho^{2}_{-2} - i\,\frac{\sqrt{3}}{2}\,\alpha E^2\, \rho^1_o = 0 \qquad (8)$$

Pour tirer ρ^2_o, $^2_2$, et ^1_o on calcule en posant $\frac{i\,\alpha\, E^2}{2} = a$:

$$\begin{array}{ll} & \begin{array}{ccc} \overbrace{o}^{k=1} & \overbrace{+2 \qquad -2}^{k\,=\,2} \end{array} \\ \begin{array}{l} k=1\ \{0 \\ \Delta = \left\{ \begin{array}{l} +2 \\ \\ -2 \end{array} \right. \\ k=2 \end{array} & \left| \begin{array}{ccc} -\gamma & \sqrt{3}\,a & -\sqrt{3}\,a \\ \sqrt{3}a & -(\gamma + 2i\omega) & 0 \\ -\sqrt{3}a & 0 & -(\gamma - 2i\omega) \end{array} \right| = -\,\gamma\,[\,\gamma^2 + \frac{3}{2}\,\alpha^2\, E^4 + 4\,\omega^2\,] \end{array}$$

$$\delta = \left| \begin{array}{ccc} 0 & \sqrt{3}\,a & -\sqrt{3}\,a \\ -\rho^{(o)2}_{2} & -(\gamma + 2\,i\omega) & 0 \\ -\rho^{(o)2}_{2} & 0 & -(\gamma - 2i\omega) \end{array} \right| = -\,2\,\sqrt{3}\,\alpha\, E^2\,\omega\,\rho^{(o)2}_{2}$$

$$\delta' = \begin{vmatrix} -\gamma & 0 & -\sqrt{3}\,a \\ \sqrt{3}\,a & -\rho^{(o)}_{2}{}^{2} & 0 \\ -\sqrt{3}\,a & -\rho^{(o)}_{2}{}^{2} & -(\gamma - 2\,i\omega) \end{vmatrix} = -[\tfrac{3}{2}\,\alpha^2 E^4 + \gamma^2 - 2\,i\omega\gamma]\rho^{(o)}_{2}{}^{2}$$

D'où :

$$\rho^2_o = \frac{1}{\gamma}\,\rho^{(o)}_{o}{}^{2}$$

$$\rho^1_o = \frac{\delta}{\Delta} = \frac{2\sqrt{3}\,\alpha E^2\,\omega/\gamma}{\gamma^2 + \frac{3}{2}\alpha^2 E^4 + 4\omega^2}\,\rho^{(o)}_{2}{}^{2}$$

$$\rho^2_2 = \frac{\delta'}{\Delta} = \frac{(\gamma^2 + \frac{3}{2}\alpha^2 E^4)/\gamma - 2\,i\omega}{\gamma^2 + \frac{3}{2}\alpha^2 E^4 + 4\,\omega^2}\,\rho^{(o)}_{2}{}^{2}$$

g) Etude du signal d'alignement :

On se propose d'étudier ici le signal rectiligne, et l'influence du champ électrique sur ce signal. Pour cela on va étudier la courbe d'effet Hanle correspondante en détectant selon l'axe oz (de quantification) le taux de polarisation rectiligne, $I_{\parallel} - I_{\perp}$ de la lumière rectiligne émise par l'atome préalablement excité par un effet ayant la symétrie de l'alignement.

On calcule $I_{\parallel}$ et $I_{\perp}$ en fonction des composantes tensorielles de la matrice densité de la vapeur excitée et on trace la courbe $I_{\parallel} - I_{\perp}$ en fonction du champ magnétique statique H.

On utilise la formule de D'YAKONOV (14) adaptée aux notations d'OMONT (1)

$$I_{\vec{k}',\vec{\lambda}} = (-)^{j_o+j_1} Io \sum_{k=o}^{2} \sqrt{2j_1+1}\ \sqrt{2k+1} \begin{Bmatrix} 1 & 1 & k \\ j_1 & j_1 & j_o \end{Bmatrix} \sum_{q=-k}^{+k} (-)^q \rho_q^k \phi_q^k (\vec{e}_{k'}, \vec{\lambda})$$

avec $I_{\vec{k}',\vec{\lambda}}$ = intensité de la lumière émise, de polarisation $\vec{\lambda}$, se propageant suivant la direction $\vec{k}'$ (θ,ϕ)

j_1 = moment angulaire de l'état excité = 1 dans ce cas

j_o = moment angulaire de l'état fondamental = o ici

I_o = Constante dépendant de l'excitation

ϕ_q^k = composantes de la fonction géométrique ϕ sur la base T_q^k

$\sqrt{2\ j_1+1}$ = constante qu'on inclue dans la valeur de Io, car on suppose qu'on étudie un seul niveau excité.

En appelant $Ak = \sqrt{2k+1} \begin{Bmatrix} 1 & 1 & k \\ 1 & 1 & o \end{Bmatrix} \sum_{-q=-k}^{+k} (-)^q \rho_q^k \phi_q^k$ on aura :

$$I_{\perp} = - Io\ (A_o + A_1 + A_2)$$

Pour calculer la lumière dont la direction de polarisation est $\theta = \frac{\pi}{2}$ et $\phi = \frac{\pi}{2}$ donc les composantes de la fonction géométrique sont :

$$\Phi_o^o = -\frac{1}{\sqrt{3}}$$

$$\Phi_q^1 = o$$

$$\Phi_o^2 = -\frac{1}{\sqrt{3o}} \quad ; \quad \Phi_1^2 = o \quad ; \quad \Phi_2^2 = -\frac{1}{2\sqrt{5}}$$

avec $\Phi_{-q}^{k} = (-)^q \ \phi_q^{k\,*}$

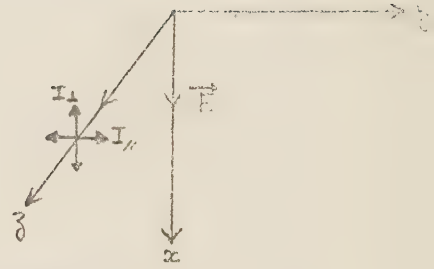
D'où : $A_o = - \begin{Bmatrix} 1 & 1 & 0 \\ 1 & 1 & 0 \end{Bmatrix} \frac{\rho_o^o}{\sqrt{3}}$

$A_1 = o$

$A_2 = - \begin{Bmatrix} 1 & 1 & 2 \\ 1 & 1 & 0 \end{Bmatrix} [\frac{\rho_2^2}{2} + \frac{\rho_o^2}{\sqrt{6}} + \frac{\rho_2^2}{2}]^*$

De même pour calculer $I_{\perp}$:

$\theta = \frac{\pi}{2}$ et $\Phi = o$ donc



$\Phi_o^o = - \frac{1}{\sqrt{3}}$

$\Phi_q^1 = o$

$\Phi_o^2 = - \frac{1}{\sqrt{30}}$; $\Phi_1^2 = o$; $\Phi_2^2 = \frac{1}{2\sqrt{5}}$

D'où : $A'_o = - \begin{Bmatrix} 1 & 1 & 0 \\ 1 & 1 & 0 \end{Bmatrix} \frac{\rho_o^o}{\sqrt{3}}$

$A'_1 = o$

$A'_2 = \begin{Bmatrix} 1 & 1 & 2 \\ 1 & 1 & 0 \end{Bmatrix} \frac{\rho_2^2}{2} - \frac{\rho_o^2}{\sqrt{6}} + \frac{\rho_2^2}{2}^*$

avec $I_{\perp} = - I_o \ (A'_o + A'_1 + A'_2)$

Alors : $I_{//} - I_{\perp} = - I_o \ (A_o - A'_o + A_1 - A'_1 + A_2 - A'_2) = - I_o \ (A_2 - A'_2)$

$$I_{//} - I_{\perp} = 2 \ I_o \begin{Bmatrix} 1 & 1 & 2 \\ 1 & 1 & 0 \end{Bmatrix} \text{Ré} \ \rho_2^2$$

En remplaçant Ré ρ_2^2 par sa valeur :

$$I_{\parallel} - I_{\perp} = K \frac{\frac{\gamma^2 + \frac{3}{2}\alpha^2 E^4}{\gamma}}{\gamma^2 + \frac{3}{2}\alpha^2 E^4 + 4\omega^2} = \text{Effet Hanle en absorption}$$

avec $K = 2\, I_o \begin{Bmatrix} 1 & 1 & 2 \\ 1 & 1 & 0 \end{Bmatrix} \rho^{(o)2}_{\ 2}$ et $\omega = \mu\beta\, g_j H$

De la même manière on oeut calculer l'effet Hanle en dispersion $I_{+45} - I_{-45}$ (à 45° des axes ox et oy) :

$$I_{+45} - I_{-45} = -2\, I_o \begin{Bmatrix} 1 & 1 & 2 \\ 1 & 1 & 0 \end{Bmatrix} i\, \text{Im}\, \rho_2^2 \equiv -2\, K. \frac{\omega}{\gamma^2 + \frac{3}{2}\alpha^2 E^4 + 4\omega^2}$$

On remarque que les courbes d'effet Hanle en absorption et en dispersion ont la même largeur à mi-hauteur $\Delta = \sqrt{\gamma^2 + \frac{3}{2}\alpha^2 E^4}$ la première ayant une amplitude $\frac{K}{\gamma}$ indépendante du champ électrique, tandis que la seconde a une amplitude $\frac{K}{\sqrt{\gamma^2 + \frac{3}{2}\alpha^2 E^4}}$ décroissant avec le champ électrique. (fig. 3)

h) Etude du signal d'orientation :

Toujours dans la direction de l'axe oz de quantification d'angles polaires $\theta = o$ et $\phi =$ quelconque on veut calculer la lumière circulaire émise. Pour la lumière circulaire droite I_6 + on a :

$$\Phi^{o}_{o} = -\frac{1}{\sqrt{3}}$$

$$\Phi^{1}_{o} = \frac{1}{\sqrt{6}} \; ; \quad \Phi^{1}_{1} = o$$

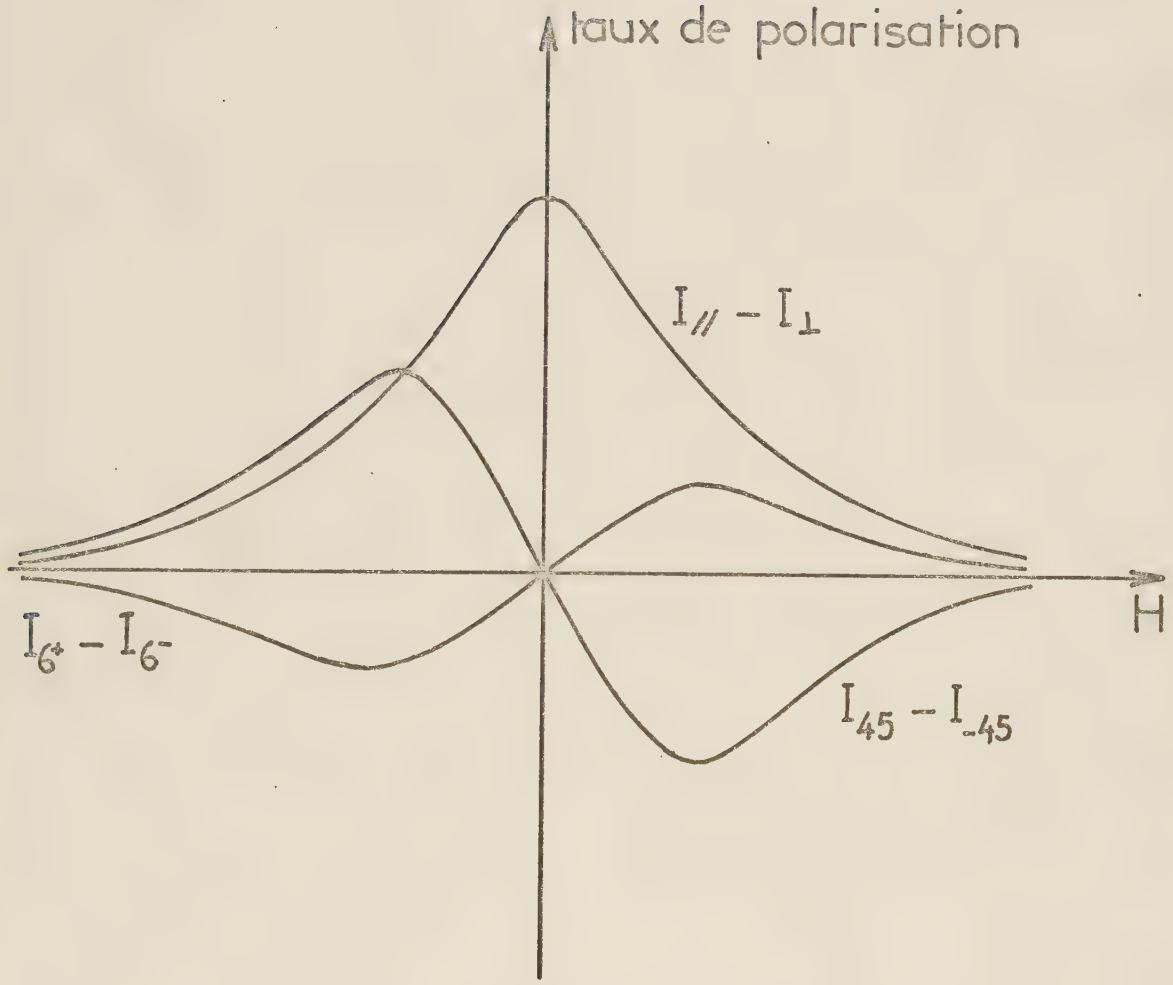


FIG. 3

$$\Phi_o^2 = -\frac{1}{\sqrt{30}} \quad ; \quad \Phi_1^2 = o \quad ; \quad \Phi_2^2 = o$$

$$\Phi_{-q}^{k} = (-)^q \quad \Phi_q^{k\,*}$$

Pour la lumière circulaire gauche I_6 -, la fonction géométrique est celle de la lumière circulaire droite se propageant dans la même direction mais en sens opposé, d'où pour I_6 - :

$\theta = \pi$ et ϕ = quelconque

$$\Phi_o^o = -\frac{1}{\sqrt{3}}$$

$$\Phi_o^1 = -\frac{1}{\sqrt{6}} \; ; \quad \Phi_1^1 = o$$

$$\Phi_o^2 = -\frac{1}{\sqrt{30}} \; ; \quad \Phi_1^2 = o \; ; \quad \Phi_2^2 = o$$

Et on tire $I_6^+ - I_6^- = -\sqrt{2}\; I_o \begin{Bmatrix} 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 0 \end{Bmatrix} \rho_o^1 = K' \; \frac{\omega}{\gamma^2 + \frac{3}{2}\alpha^2 E^4 + 4\omega^2}$

avec $K' = -\sqrt{6}\, K$

On a là un effet Hanle de dispersion de largeur à mi-hauteur $\Delta = \sqrt{\gamma^2 + \frac{3}{2}\alpha^2 E^4}$ et d'amplitude $\frac{K'}{2} \; \frac{\frac{\alpha E^2}{\gamma}}{\sqrt{\gamma^2 + \frac{3}{2}\alpha^2 E^4}}$

Donc ce signal d'orientation créé par la présence du champ électrique a une largeur identique à celle du signal rectiligne, et dont l'amplitude croît avec le champ électrique jusqu'à atteindre celle du signal rectiligne en absorption (fig.3)

i) Cas du niveau excité J = 2 :

Ce cas est un peu plus compliqué, et un calcul similaire amène à résoudre un système à 12 équations (après toutes les réductions). On a à calculer comme dans le cas précédent (J = 1) le déterminant Δ, en posant $\frac{i\alpha E^2}{2} = a$

K		1	2			3			4				
	q	0	+ 2	0	- 2	+ 2	0	- 2	+ 4	+ 2	0	- 2	- 4
1	0	$-\Gamma$	$\sqrt{\frac{3}{5}}\,a$		$-\sqrt{\frac{3}{5}}\,a$								
2	+2	$\sqrt{\frac{3}{5}}\,a$	$2i\omega-\Gamma$			$\frac{4\sqrt{2}}{7}\,a$	$\frac{-4\sqrt{3}}{7\sqrt{5}}\,a$						
	0			$-\Gamma$		$\frac{4\sqrt{3}}{7}\,a$		$-\frac{4\sqrt{3}}{7}a$					
	-2	$-\sqrt{\frac{3}{5}}\,a$			$-2i\omega$ $-\Gamma$		$\frac{4\sqrt{3}}{7\sqrt{5}}\,a$	$\frac{-4\sqrt{2}}{7}\,a$					
3	+2		$\frac{4\sqrt{2}}{7}a$	$\frac{4\sqrt{3}}{7}a$		$2\,i\omega-\Gamma$			$\frac{\sqrt{2}}{\sqrt{3}\times 7}a$	$\frac{6\sqrt{6}}{7}a$	$-3\sqrt{3}\times 5\frac{a}{7}$		
	0		$\frac{-4\sqrt{3}}{7\sqrt{5}}a$	0	$\frac{4\sqrt{3}}{7\sqrt{5}}a$		$-\Gamma$			$\frac{9\sqrt{5}}{7}a$		$\frac{-9\sqrt{5}}{7}a$	
	-2			$\frac{-4\sqrt{3}}{7}a$	$\frac{-4\sqrt{2}}{7}a$			$-\frac{2\,i\omega}{\Gamma}$			$\frac{3\sqrt{3}\times 5}{7}\,a$	$\frac{-6\sqrt{6}}{7}a$	$-\frac{\sqrt{2}}{\sqrt{3}\times}$
4	+4					$\frac{\sqrt{2}}{\sqrt{3}\times 7}\,a$			$4\,i\omega$ $-\Gamma$				
	+2					$\frac{6\sqrt{6}}{7}\,a$	$\frac{9\sqrt{5}}{7}\,a$			$2\,i\omega$ $-\Gamma$			
	0					$\frac{-3\sqrt{3}\times 5}{7}\times a$	0	$\frac{3\sqrt{3}\times 5}{7}a$			$-\Gamma$		
	-2						$\frac{-9\sqrt{5}}{7}a$	$\frac{-6\sqrt{6}}{7}a$				$-2\,i\omega$ $-\Gamma$	
	-4							$\frac{-\sqrt{2}\,a}{\sqrt{3}\times 7}$					-4 Γ

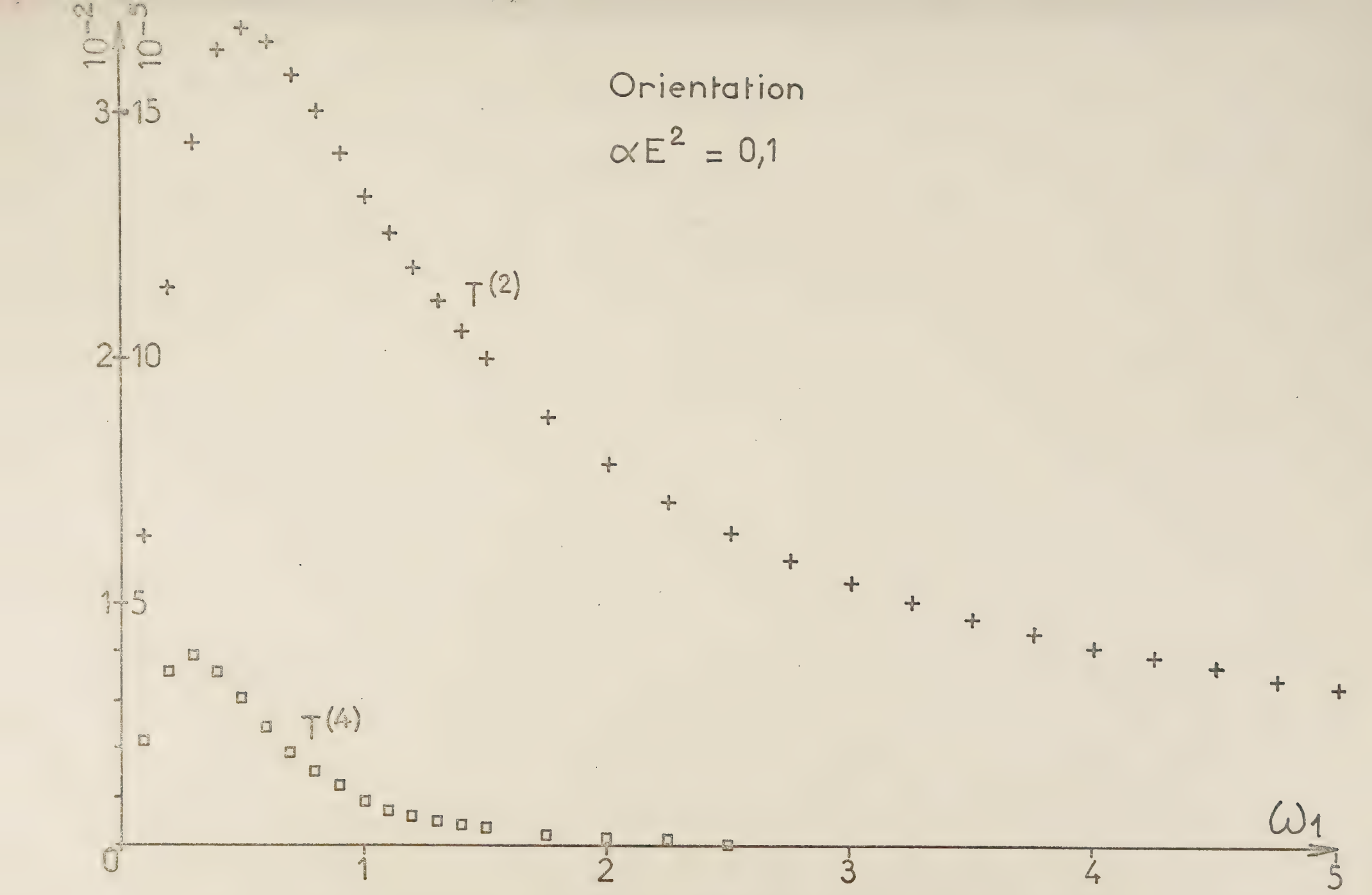

Orientation
$\propto E^2 = 0,1$
10^{-2}
10^{-5}
3 15
2 10
1 5
0
$T^{(2)}$
$T^{(4)}$
ω_1
1
2
3
4
5

FIG. 4-a

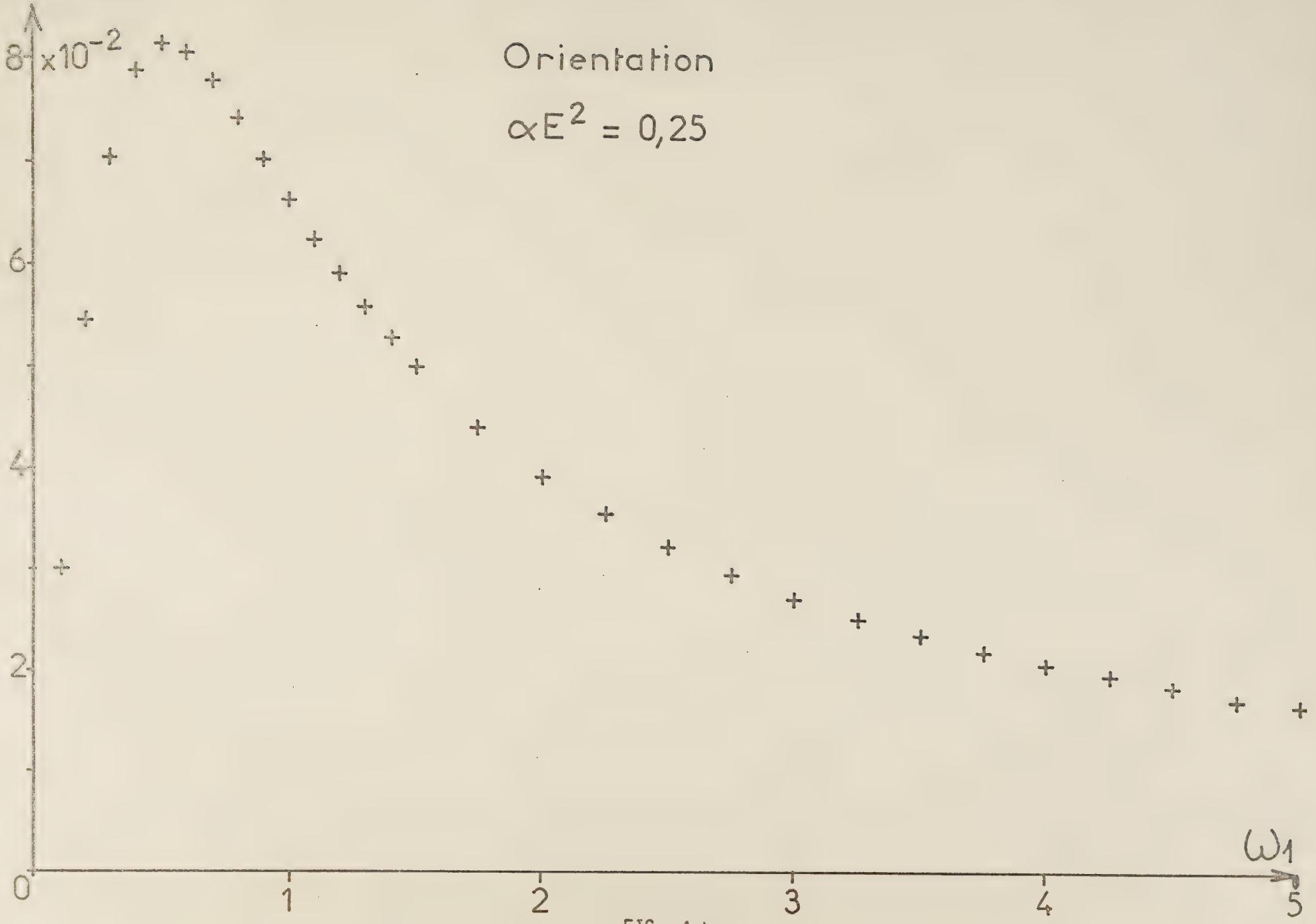


FIG. 4-b

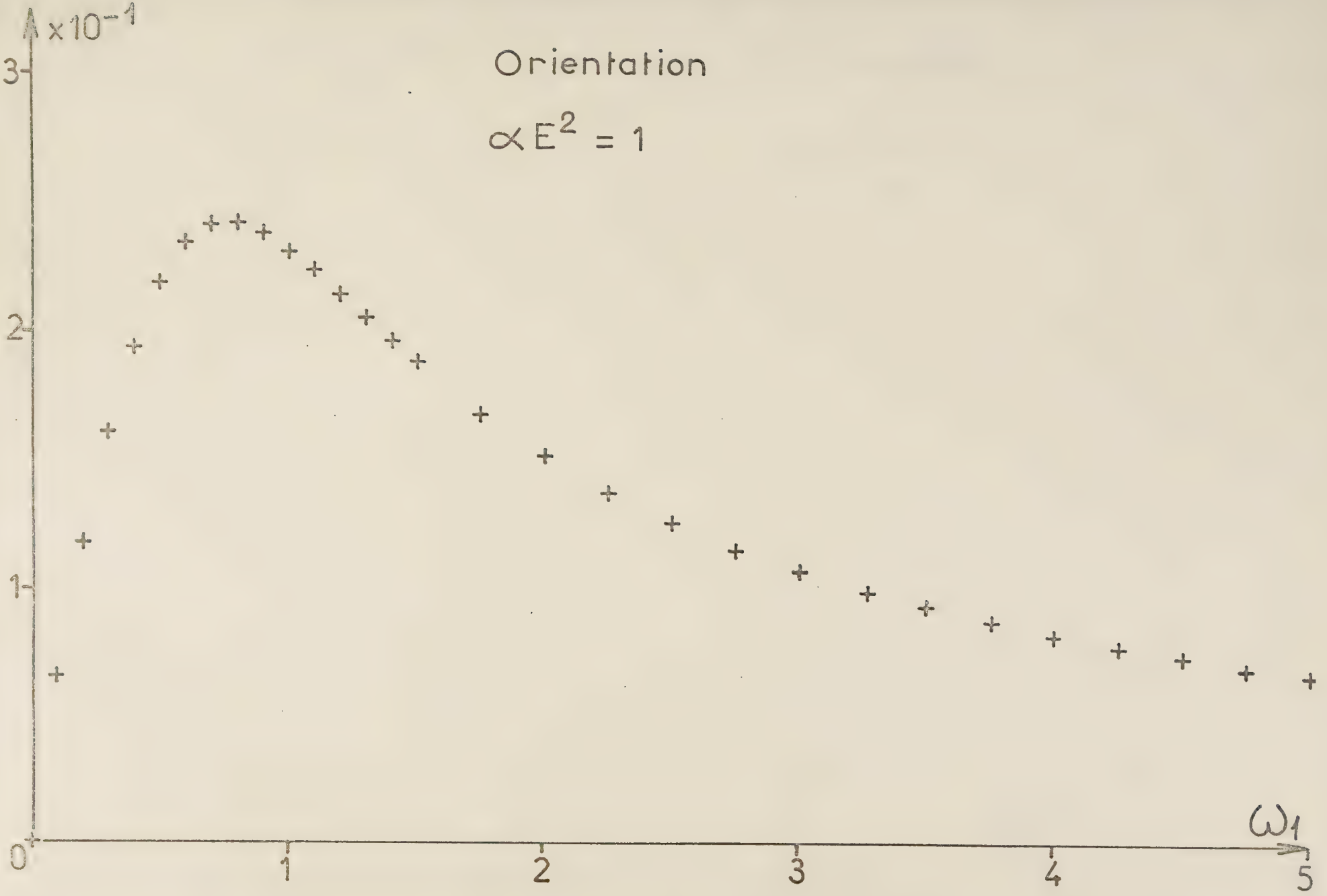


FIG. 4-c

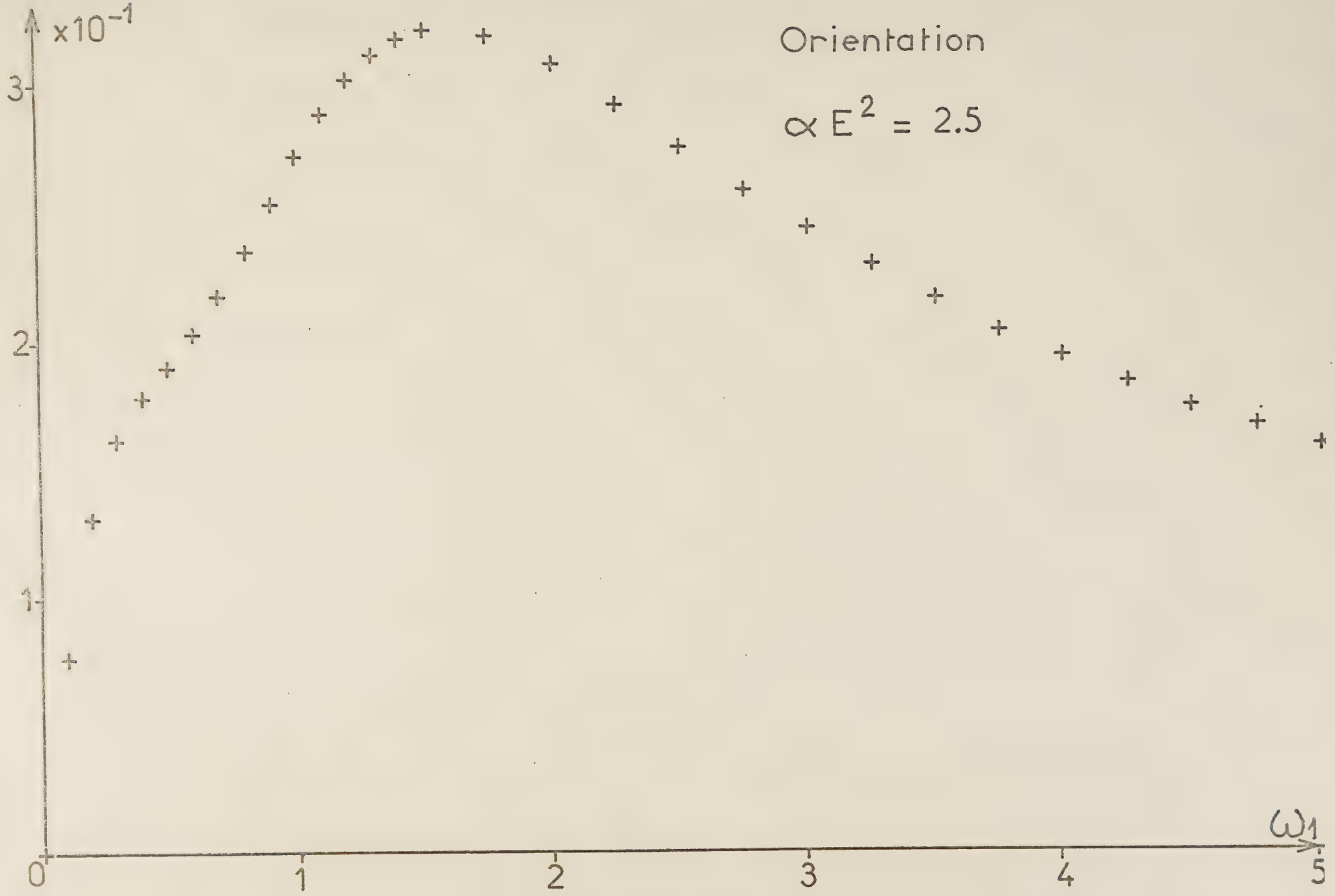


FIG. 4-d

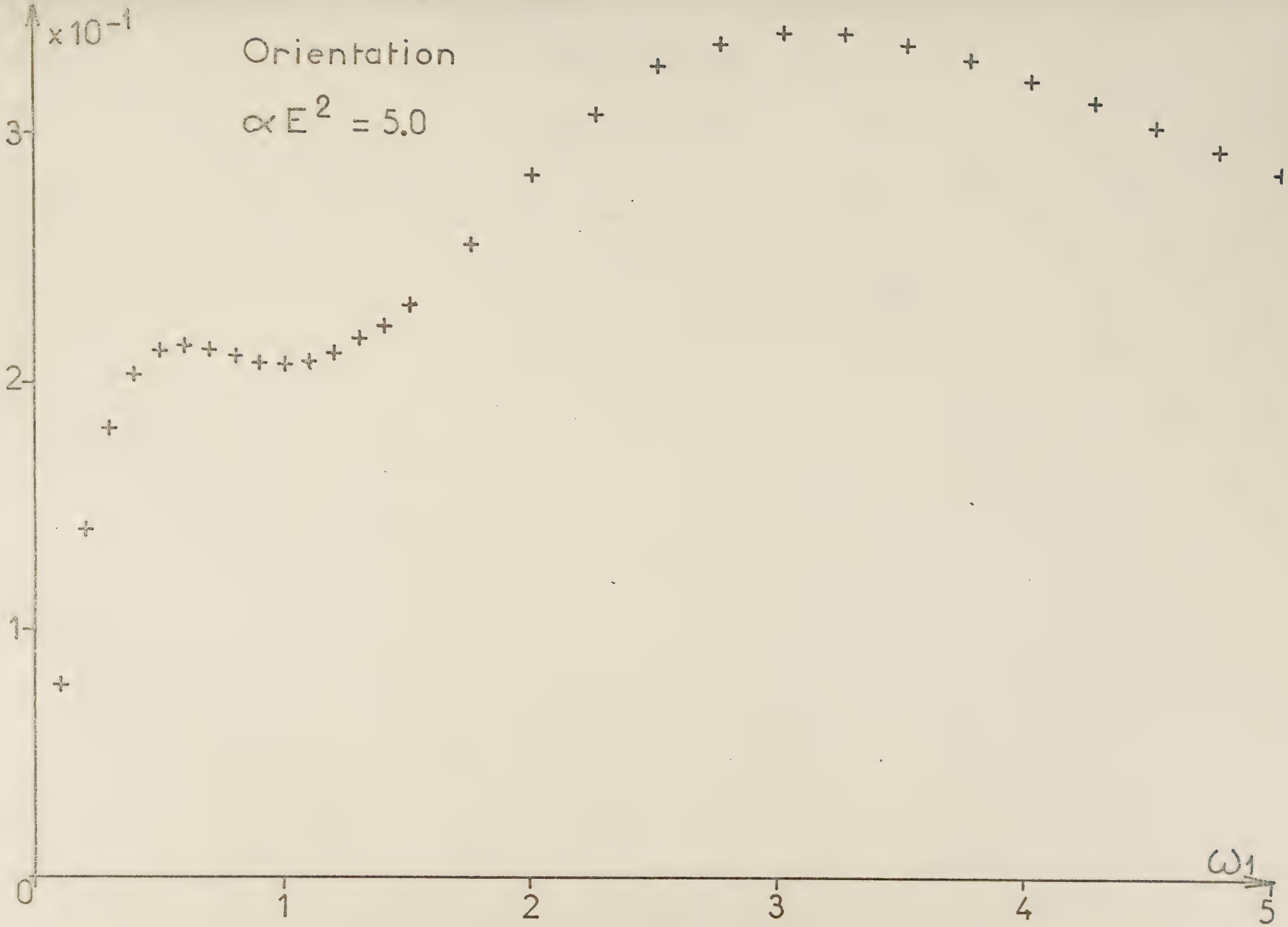


FIG. 4-e

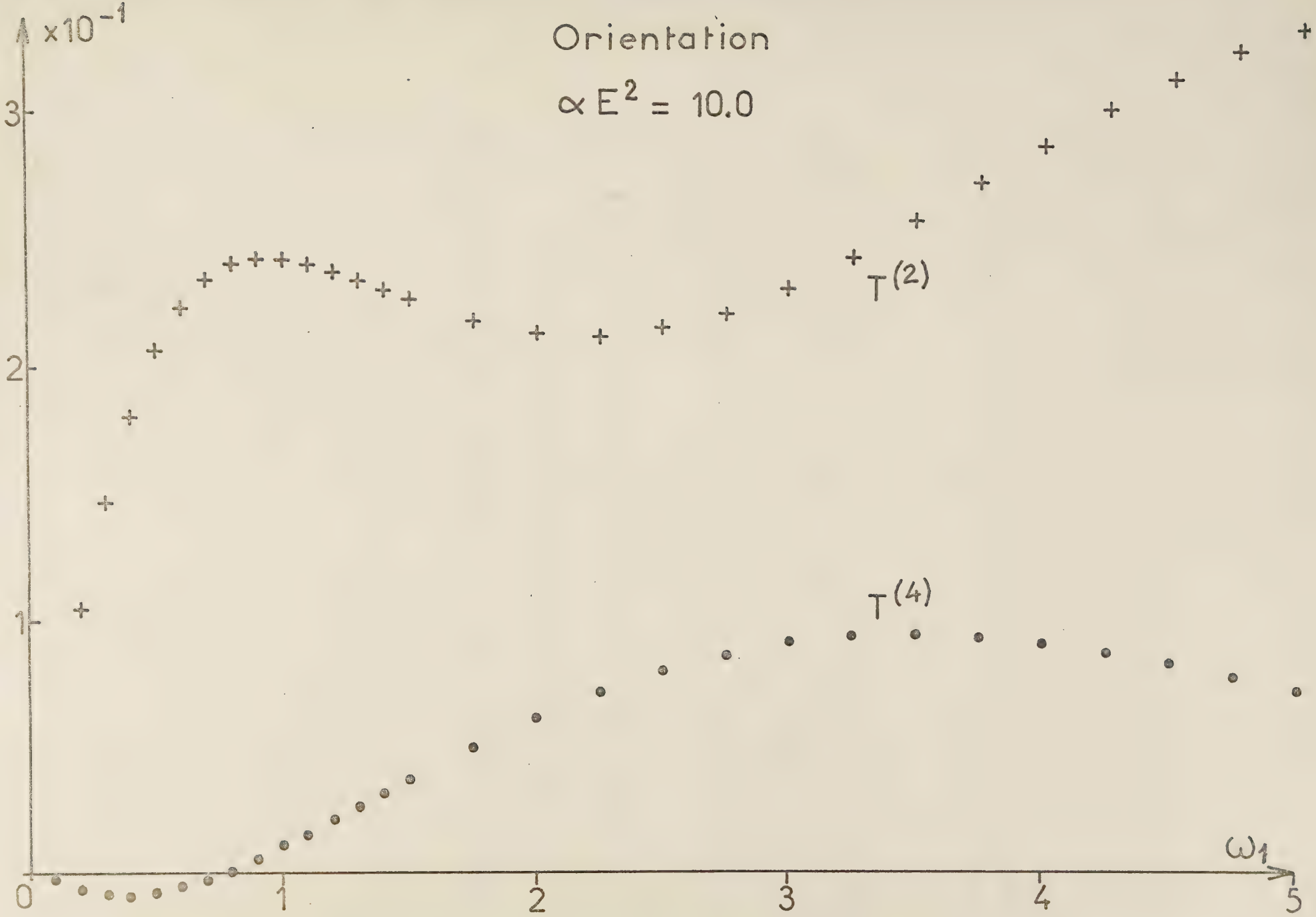


FIG. 4-f

On a eu recours à un calcul machine de Δ,δ, etδ', et on a tracé les courbes Hanle du signal d'orientation pour différentes valeurs du paramètre αE^2. On remarque que pour les fortes valeurs du champ électrique, la courbe d'effet Hanle se dédouble, ce qui prouve que dans ce cas (J=2) cette courbe n'est plus une simple lorentzienne comme dans le cas (J=1), mais plutôt une superposition de plusieurs lorentziennes dont les largeurs et les amplitudes varient de façon différente en fonction du champ électrique

Pour comprendre ce qui se passe il faut pouvoir calculer indépendamment les différentes lorentziennes composantes de la courbe Hanle, ce qui implique la connaissance des composantes tensorielles ρ_q^k de la matrice densité, c'est-à-dire la résolution formelle du système $\Delta = o$. Mais ce travail étant trop compliqué et coûteux (1 heure de calcul machine) on a préféré calculer les éléments de la matrice densité dans le sous-espace Zeeman du niveau étudié.

La fonction d'onde de ce niveau est, à l'instant t :

$$\psi(t) = S(t,to)\ \psi(to) \quad \text{ou} \quad |\psi(t)> = S(t,to)\ |\psi(to)>$$

$\psi(to)$ = fonction d'onde à l'instant to ; $S(t,to)$ = fonction de transformation avec $S(to,to) = 1$

Or la matrice densité du niveau est :

$$\rho(t) = |\psi(t)><\psi(t)| = S\ |\psi(to)><\psi(to)|\ S^+ = S\,\rho(to)\,S^+$$

L'équation de SHRÖDINGER s'écrit :

$$i\hbar \frac{d\psi}{dt} = \mathcal{H}\psi$$

ou $$i\hbar \frac{dS}{dt} = \mathcal{H}S$$

On peut poser : $\mathcal{H} = U \mathcal{H}^{(o)} U^{+}$ ce qui donne $i\hbar \frac{dS}{dt} = U \mathcal{H}^{(o)} U^{+} S$

et $i\hbar \frac{d(U^{+}S)}{dt} = \mathcal{H}^{(o)} (U^{+}S)$

D'où $U^{+}S = C^{te} \bar{e}^{i \frac{\mathcal{H}^{(o)}}{\hbar} t}$

et on tire : $S(t) = \bar{e}^{i \frac{\mathcal{H}^{(o)}}{\hbar} (t-to)}$

De même : $\rho(t) = \bar{e}^{i \frac{\mathcal{H}^{(o)}}{\hbar} (t-to)} \rho(to) \; e^{i \frac{\mathcal{H}^{(o)}}{\hbar} (t-to)}$

$|m>, |m'>, |mo>$ et $m'o>$ étant les vecteurs propres de l'espace Zeeman (champ magnétique seul)

$|M)$ et $|M')$ étant les vecteurs propres de l'espace réel engendré par les vecteurs propres en présence du champ magnétique et du champ électrique simultanément.

On a :

$$\rho_{mm'}(t) = \sum_{\substack{mo \\ m'o}} < m| \bar{e}^{i \frac{\mathcal{H}^{(o)}}{\hbar} (t-to)} |mo>< mo|\rho(to)|m'o> < m'o| e^{i \frac{\mathcal{H}^{(o)}}{\hbar} (t-to)} |m>$$

En introduisant des opérateurs de projections $\sum_{M} |M)(M|$:

$$\rho_{mm'}(t) = \sum_{\substack{mo \\ m'o \\ M \\ M'}} <m| \bar{e}^{i \frac{\mathcal{H}^{(o)}}{\hbar} (t-to)} |M) (M|mo > < mo|\rho(to)|m'o><m'o| e^{i \frac{\mathcal{H}^{(o)}}{\hbar} (t-to)} | M')(M'|m >$$

ce qui donne :

$$\rho_{mm'}(t) = \sum_{\substack{mo \\ m'o \\ M \\ M'}} \langle m|M\rangle\langle M|mo\rangle\langle mo|\rho(to)|m'o\rangle\langle m'o|M'\rangle\langle M'|m\rangle . e^{-i\frac{(E_M - E_{M'})}{\hbar}(t-to)}$$

Et en tenant compte de l'évolution spontanée du niveau de largeur naturelle Γ on aura en posant $\hbar = 1$:

$$\rho_{mm'}(t) = \sum_{\substack{mo \\ m'o \\ M \\ M'}} \langle m|M\rangle\langle M|mo\rangle\langle mo|\rho(to)|m'o\rangle\langle m'o|M'\rangle\langle M'|m\rangle\, e^{-i(E_M - E_{M'})(t-to)} . e^{-\Gamma(t-to)}$$

Pour avoir l'élément matriciel $\rho_{mm'}$ de la matrice densité de l'effet global qui est un effet stationnaire :

$$\rho_{mm'} = \sum_{\substack{mo \\ m'o \\ M \\ M'}} \langle m|M\rangle\langle M|mo\rangle\langle mo|\rho(to)|m'o\rangle\langle m'o|M'\rangle\langle M'|m\rangle \int_{to}^{+\infty} e^{-i(E_M - E_{M'})(t-to)} e^{-\Gamma(t-to)}\, dt$$

$$\rho_{mm'} = \sum_{\substack{mo \\ m'o \\ M \\ M'}} \langle m|M\rangle\langle M|mo\rangle\langle mo|\rho(to)|m'o\rangle\langle m'o|M'\rangle\langle M'|m'\rangle \frac{1}{\Gamma + i(E_M - E_{M'})}$$

On remarque que dans cette expression les termes en M et M' peuvent se rassembler en termes complexes conjugués l'un de l'autre et on aura :

$$\rho_{mm'} = \sum_{\substack{mo \\ m'o \\ M \\ M'}} \langle m|M\rangle\langle M|mo\rangle\langle mo|\rho(to)|m'o\rangle\langle m'o|M'\rangle\langle M'|m\rangle \frac{1}{\Gamma^2 + (E_M - E_{M'})^2}$$

On voit alors que la courbe d'effet Hanle correspondant à la lumière émise du niveau étudié (J=2) est une somme de plusieurs lorentziennes du type $\frac{1}{\Gamma^2+(E_{M}-E_{M'})^2}$. Donc, pour connaître ces différentes lorentziennes composantes, il faudrait étudier l'évolution des sous-niveaux du niveau excité en présence des deux champs, magnétique et électrique ; $|M\rangle$ et $|M'\rangle$ étant des vecteurs propres de l'espace considéré, on étudiera toutes les combinaisons possibles respectant les règles de sélection.

- Diagramme des sous-niveaux :

L'atome, excité et polarisé rectilignement selon l'axe oy est soumis à un champ électrique $\vec{E}$ selon l'axe ox, et un champ magnétique $\vec{H}$ selon l'axe oz (direction d'observation en même temps). Le hamiltonien correspondant est alors :

$$\mathcal{H}_T = \mathcal{H}^{(o)}_2 + \mu\beta\, HJ_z + \alpha E^2 \left(Jx^2 - \frac{1}{3} J^2\right)$$

$\mathcal{H}^{(o)}_2$ = hamiltonien propre du niveau $E^{(o)}_{J=2}$ avant d'appliquer les champs extérieurs.

$\mu\beta HJ_z$ = hamiltonien Zeeman dû à l'interaction du niveau excité avec le champ magnétique, $\mu\beta$ = magnéton de Bohr x Facteur de Landé pour simplifier, H = grandeur du champ magnétique, J_z = projection du moment angulaire du niveau excité sur oz.

$\alpha E^2 \left(Jx^2 - \frac{1}{3} J^2\right)$ = hamiltonien stark dû à l'interaction du niveau excité avec le champ électrique, α étant une constante, $\vec{J}$ le moment angulaire du niveau excité, et E la grandeur du champ électrique.

On va étudier l'évolution des sous-niveaux du niveau excité en présence des champs électrique et magnétique. Pour cela on va étudier par la méthode des perturbations l'influence des deux interactions électrique et magnétique sur le sous-espace du niveau étudié, c'est-à-dire on va chercher les valeurs propres de l'opérateur $\mathcal{H} - \mathcal{H}^{(o)}$.

$\mathcal{H} - \mathcal{H}^{(o)}$ On prend l'axe oz comme axe de quantification, et on va exprimer dans le sous-espace Zeeman propre ($|J,m\rangle$, J=2, m= -2,... +2)

Un calcul très simple donne :

$\mathcal{H}_T - \mathcal{H}^{(o)}_2 =$

	+ 2	+ 1	0	- 1	- 2
+2	$-\alpha E^2 + 2\mu\beta H$	0	$\sqrt{\frac{3}{2}}\alpha E^2$	0	0
+1	0	$\frac{\alpha E^2}{2} + \mu\beta H$	0	$\frac{3}{2}\alpha E^2$	0
0	$\sqrt{\frac{3}{2}}\alpha E^2$	0	αE^2	0	$\sqrt{\frac{3}{2}}\alpha E^2$
-1	0	$\frac{3}{2}\alpha E^2$	0	$\frac{\alpha E^2}{2} - \mu\beta H$	0
-2	0	0	$\sqrt{\frac{3}{2}}\alpha E^2$	0	$-\alpha E^2 - 2\mu\beta H$

qu'on peut partitionner en deux matrices (A) et (B) et calculer séparément leurs valeurs propres :

(A) =

	+ 2	0	- 2
+2	$-\alpha E^2 + 2\mu\beta H$	$\sqrt{\frac{3}{2}}\alpha E^2$	0
0	$\sqrt{\frac{3}{2}}\alpha E^2$	αE^2	$\sqrt{\frac{3}{2}}\alpha E^2$
-2	0	$\sqrt{\frac{3}{2}}\alpha E^2$	$-\alpha E^2 - 2\mu\beta H$

Et (B) =

	+ 1	- 1
+1	$\frac{\alpha E^2}{2} + \mu\beta H$	$\frac{3}{2}\alpha E^2$
-1	$\frac{3}{2}\alpha E^2$	$\frac{\alpha E^2}{2} - \mu\beta H$

On calcule pour (B) deux valeurs propres :

$$x_1 = \frac{\alpha E^2 - \sqrt{9(\alpha E^2)^2 + 4(\mu\beta H)^2}}{2}$$

$$x_2 = \frac{\alpha E^2 + \sqrt{9(\alpha E^2)^2 + 4(\mu\beta H)^2}}{2}$$

Et pour (A) l'équation caractéristique est du 3ème degré et nécessité un calcul numérique; or on ne cherche ici qu'un effet qualitatif; pour cela on regarde seulement l'évolution asymptotique des sous-niveaux.

Pour une valeur très faible du champ magnétique $H \ll E$ on a :

pour les valeurs propres de (B) $\begin{cases} x_1 \to -\alpha E^2 \text{ qui correspond au vecteur propre } |-1\rangle_H \text{ (Zeeman} \\ x_2 \to +2\alpha E^2 \text{ qui correspond au vecteur propre } |+1\rangle_H \text{ (Zeeman} \end{cases}$

Et pour les valeurs propres de (A) $\begin{cases} x_3 \to -\alpha E^2 \\ x_4 \to +2\alpha E^2 \\ x_5 \to -2\alpha E^2 \end{cases}$ correspondant à : $|+2\rangle_H$, $|o\rangle_H$, et $|-2\rangle_H$

Or si on avait le champ électrique $\vec{E}$ selon l'axe de quantification oz, le hamoltonien stark devient dans la base propre $|J,M\rangle_{stark}$:

$$\mathcal{H}_s = \alpha E^2 \left(J_z^2 - \frac{1}{3} J^2\right)$$

$$= \alpha E^2 *$$

$\lvert+2\rangle_E$	$\lvert+1\rangle_E$	$\lvert o\rangle_E$	$\lvert-1\rangle_E$	$\lvert-2\rangle_E$
2	0	0	0	0
0	-1	0	0	0
0	0	-2	0	0
0	0	0	-1	0
0	0	0	0	2

On en déduit :

$x_1 \to |\pm 2\rangle_E$ qui correspond à $|+1\rangle_H$

$x_2 \to |\pm 1\rangle_E$ qui correspond à $|-1\rangle_H$

AVEC :

$$\left.\begin{array}{l} X_3 \rightarrow |\pm 1>_E \\ X_4 \rightarrow |\pm 2>_E \\ X_5 \rightarrow |\ o\ >_E \end{array}\right\} \quad \text{qui correspondent à } |+2>_H,\ |o>_H \text{ et } |-2>_H$$

D'où on trace l'allure asymptotique du diagramme d'énergie, en tenant compte que les différents sous-niveaux ne peuvent pas se croiser (fig.5).

Ceci permet de déduire que la lumière circulaire émise est un mélange de 4 lorentziennes correspondant aux combinaisons suivantes :

$$\left.\begin{array}{l} |+2>_H\ ,\ |o>_H \\ |+1>_H\ ,\ |-1>_H \\ |\ 0\ >_H\ ,\ |-2>_H \end{array}\right\} \quad \text{correspondant à } \Delta m = 2$$

et $|+2>_H\ ,\ |-2>_H$ correspondant à $\Delta m = 4$

Les deux lorentziennes ($|2>$, $|o>$) , ($|o>$, $|-2>$) ont une largeur à mi-hauteur proportionnelle à $\alpha\ E^2$ tandis que celle des deux autres ($|+1>$, $|-1>$) et ($|+2>$, $|-2>$) est proportionnelle à $(\alpha\ E^2)^2$. La largeur de la dernière ($|+2>$, $|-2>$) tend vers la moitié de la largeur Hanle du signal rectiligne pour E = o, tandis que celle des trois autres est égale, pour E = o, à la largeur du signal rectiligne.

Ce qui explique globalement le dédoublement de la courbe Hanle du signal d'orientation globale.

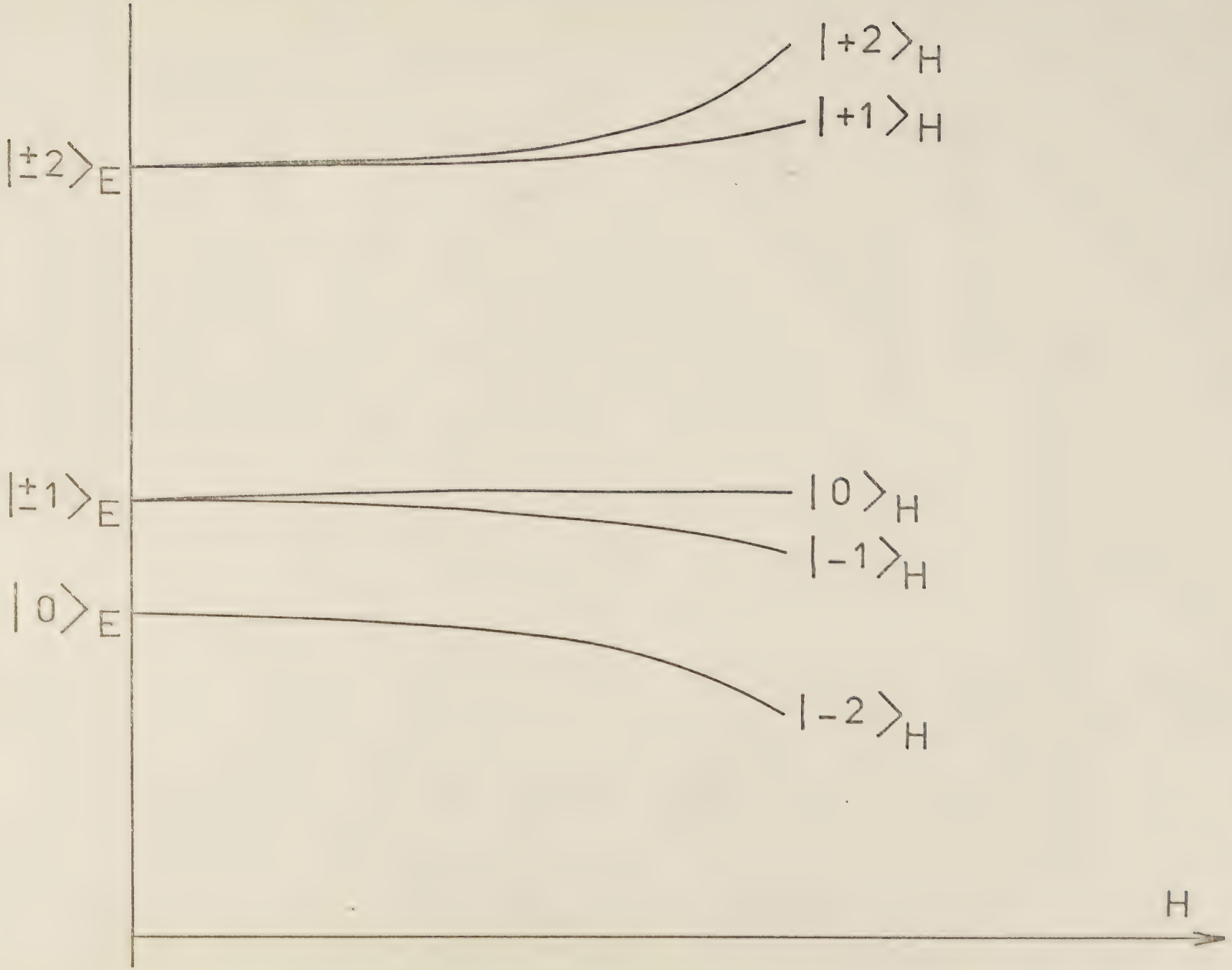

$|+2\rangle_H$
$|+1\rangle_H$
$|\pm 2\rangle_E$
$|\pm 1\rangle_E$
$|0\rangle_H$
$|-1\rangle_H$
$|0\rangle_E$
$|-2\rangle_H$
H

FIG. 5

II - CREATION D'ORIENTATION PAR COLLISIONS ANISOTROPES

INTRODUCTION

On vient d'étudier la création d'une orientation par l'application d'un champ électrique à une vapeur excitée par un effet alignant. On se propose ici d'étudier l'effet, sur le niveau excité (aligné), de sa relaxation contre un atome à l'état fondamental, en prenant pour hypothèse que cette relaxation est de nature électrostatique, donc qu'il existe entre l'atome excité et l'atome au fondamental, un potentiel d'interaction de nature identique à celle d'un champ électrique.

Au moment de la collision, l'atome excité est soumis au même effet que celui décrit dans les pages précédentes, et le niveau aligné peut être orienté. Mais si cette relaxation est dûe à des collisions statistiquement isotropes, l'effet mentionné sera moyenné à zéro, tandis que si ces collisions ont statistiquement une direction privilégiée dans l'espace, l'effet d'orientation est non nul et pourrait être décelé en détectant de la lumière polarisée circulairement, en l'absence de tout signal circulaire autre que celui provenant de l'orientation par collisions.

ETUDE DES COLLISIONS :

A) - Type de la collision :

Le cadre théorique est celui qui a été mis au point par OMONT (1) qui a étudié des collisions binaires entre un atome à l'état excité et un autre, de même espèce ou non, à l'état fondamental.

On suppose que la collision affecte l'état interne des atomes, qui sera étudié quantiquement, et non pas la position relative de ces atomes. On

supposera donc que les noyaux sont décrits, de manière classique, par une trajectoire : on supposera que cette trajectoire est rectiligne. Ce type d'approximation est valable dans le cas où la section efficace de collision calculée est nettement plus grande que la section efficace cinétique. Les fonctions d'onde des deux atomes entrant en collision ne se recouvrent pas pendant la collision, et on négligera alors l'interaction d'échange d'électrons. On suppose que le potentiel d'interaction provoquant la collision est uniquement de nature électrostatique, et on prendra uniquement le premier terme de son développement en $\frac{1}{R}$, en négligeant les interactions du type dipôle-quadrupôle, quadrupôle-quadrupôle, et quadrupôle-octupôle. L'expression du potentiel d'interaction sera celle du dipôle induit-dipôle induit (on a affaire à des atomes neutres) :

$$V(\vec{R}) = \frac{1}{R^3}\left(3\,(\vec{P}_1.\vec{U})\,(\vec{P}_2.\vec{U}) - \vec{P}_1.\vec{P}_2\right)$$

avec $\vec{P}_1 = -e\sum_i \vec{r}_1 i$, $\vec{P}_2 = -e\sum_j \vec{r}_{2j}$

$\vec{r}_{1i}$ = rayon vecteur interne du i ème électron de l'atome (1)

$\vec{r}_{2j}$ = " j ème " (2)

$\vec{P}_1$ = moment dipolaire électrique de l'atome (1)

$\vec{P}_2$ = " " " (2)

$\vec{R}$ = vecteur joignant les noyaux des deux atomes

$\vec{U}$ = vecteur unitaire de $\vec{R}$

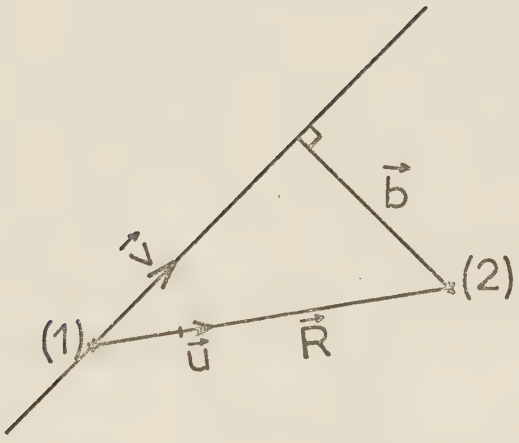


FIG. 6

B) - Effet de la collision sur la matrice densité de l'état excité :

On étudie d'abord la collision individuelle de deux atomes, puis l'effet moyen de toutes les collisions possibles.

La fonction d'onde du système des deux atomes s'écrit :

$$| \psi (t) > = \sum_{pq} a_{1p2q} (t) \; | \; 1p2q >$$

$|1p2q>$ = Etat dynamique du système des deux atomes, dans l'espace produit direct des deux espaces d'états dynamiques des atomes (1) et (2) ; il correspond à l'atome (1) dans l'état $|p>$ d'énergie E_{1p} et l'atome (2) dans l'état $|q>$ d'énergie E_{2q} ; donc cet état produit direct correspond à l'énergie $E_{1p2q} = E_{1p} + E_{2q}$

$a_{1p2q} (t)$ = Amplitude de probabilité à l'instant t, que l'atome (1) soit dans l'état $|p>$ et l'atome (2) dans l'état $|q>$.

On passe à la représentation d'interaction. Dans cette représentation on écrira l'équation d'évolution de SHRODINGER. On aboutira à un système différentiel dont la solution donnera $a_{1p2q} (+\infty)$ (après collision) en fonction de $a_{1p2q} (-\infty)$ (avant collision) : l'amplitude de probabilité, en représentation d'interaction est :

$$a'_{1p2q} (t) = e^{i (E_{p1} + E_{q2})} a_{1p2q} (t)$$

dans un système d'unités où h = c = 1.

L'équation de SHRODINGER donne :

$$\dot{a}'_{1p2q} (t) = -i \sum_{p'q'} <1p2q \; | \; V (t) \; 1p'2q'> e^{i \Delta E_{p1q2;p'_1q'_2} \cdot t} \; a'_{1p'2q'} (t)$$

avec $\Delta E_{p1q2 \; ; \; p'1q'2} = E_{p1} + E_{q2} - E_{p'1} - E_{q'2}$

La solution exacte de ce système n'étant pas possible, on a recours à deux approximations : soudaine et adiabatique.

On admet qu'on peut ranger les $\Delta E_{p1q2\,;\,p'1q'2}$ en deux classes :

<u>1ère classe</u> : $\Delta E_1 \,.\, Tc \ll 1$

<u>2ème classe</u> : $E_2 \,.\, Tc \gg 1$

Tc = temps de collision.

L'approximation soudaine consiste à considérer comme nuls, pendant la durée de la collision, les ΔE de la première classe : elle traduit le fait que l'évolution propre du système, due aux éléments correspondants du Hamiltonien, est négligeable pendant le temps Tc.

L'approximation adiabatique est valable, quand la valeur moyenne $\overline{V}$ de l'intensité du potentiel d'interaction V(t), pendant le temps Tc est telle que $\overline{V} \ll \Delta E_2$.

Avec les deux approximations en question, on peut résoudre le problème à l'intérieur de chacun des sous-espaces de la première classe, en ne tenant compte des autres sous-espaces qu'au second ordre ; ce qui correspond à un passage virtuel des atomes dans des états intermédiaires n'appartenant pas au sous-espace considéré. Et le système s'écrit :

$$i\,\dot{a}'_{1p2q}(t) = \sum_{p'q'} \langle 1p2q|V(t)|1p'2q'\rangle\, a'_{1p'2q'}(t)$$

$$+ \sum_{\substack{p'q' \\ rs}} \frac{\langle 1p2q|V(t)|1r2s\rangle\langle 1r2s|V(t)|1p'2q'\rangle}{\Delta E_{p1q2r1s2}}\, a'_{1p'2q'}(t)$$

avec $\Delta E_{p1q2p'1q'2} \ll \frac{1}{Tc} \ll \Delta E_{p1q2r1s2}$.

L'approximation de Byron et Foley (15) consiste à remplacer $\Delta E_{p1q2r1s2}$ par une valeur moyenne ΔE, ce qui donne :

$$i\,\dot{a}'_{1p2q}(t) = \sum_{p'q'} \langle 1p2q|V(t) + \frac{V^2(t)}{\Delta E}|1p'2q'\rangle\, a'_{1p'2q'}(t)$$

En suivant les mêmes calculs qu'Omont (1), on aboutira au calcul de la matrice A_i définie par :

$$|\psi(+\infty)\rangle_i = A_i|\psi(-\infty)\rangle.$$

A_i étant un vecteur dont les 3 composantes sont les amplitudes de probabilité pour que l'atome (i) soit dans l'état excité (l'un des sous-niveaux Zeeman).

Or, la matrice densité est :

$$\rho_i = |\psi\rangle_i \langle\psi|_i$$

D'où : $\rho_i(+\infty) = A_i\, \rho_i(-\infty)\, A_i^+$; et une solution approchée donne :

$$\rho(+\infty) = e^{-iw2}\ \rho(-\infty)\ e^{iw2}$$

avec : $w_2 = \frac{\Pi}{16} \cdot \frac{1}{b^5 v \Delta E} \cdot \left(6\beta\Pi + \beta'\,(5J_b^2 + J_v^2)\right)$

Γ = largeur naturelle du niveau excité

b = paramètre d'impact

v = vitesse relative des deux atomes

k_o = énergie du niveau excité dans le système d'unités où h = c = 1

Π = matrice unité

ΔE = écart d'énergie entre le niveau excité et le fondamental

J_v et J_b = composantes du vecteur $\vec{J}$ (moment angulaire de l'état excité) sur

les vecteurs $\vec{v}$ et $\vec{b}$ (fig. 6)

C) - Collisions isotropes :

L'effet des collisions sur la matrice densité globale des atomes, pendant un temps dt plus grand que la durée de collision mais bien plus petit que les autres temps d'évolution du système, comme la durée de vie de l'état excité, période LARMOR, etc... ($T_c \ll dt \ll \tau$, ...) est :

$$\frac{d\rho_i}{dt} = - \text{ moyenne sur } \vec{v} \int \Delta\rho_i \; v \; N \; b \; d \; b \; d\psi$$

avec $\Delta\rho_i$ = évolution de la matrice densité pour une collision individuelle (entre deux atomes) pour $\vec{v}$, b, et ψ donnés.

ψ = angle que fait $\vec{b}$ avec un axe de référence arbitraire dans le plan (P) passant par (2) et perpendiculaire à $\vec{v}$.

N = nombre d'atomes perturbateurs par unité de volume, θ et ϕ étant les angles d'Euler du vecteur $\vec{v}$ dans le référentiel du laboratoire.

On exprime $\Delta\rho_i$, qu'on connaît dans le référentiel de la collision ($\vec{b}$, $\vec{v}$, $\vec{n} = \vec{b} \quad \vec{v}$), dans le référentiel du laboratoire, puis on fait la moyenne sur θ, ϕ, et ψ, et le paramètre d'impact b, et enfin sur le module de la vitesse, si on en connaît la fonction de distribution.

$$\overline{\Delta\rho_i} = \overline{\rho}\,(+\infty) - \rho\,(-\infty) = S_i(b)\,\rho(-\infty)$$

$S_i(b)$ = transformation dans l'espace à 9 dimensions pour une valeur donnée du paramètre d'impact.

$\overline{\Delta\rho_i}$ = moyenne sur les angles de $\{A_i\,\rho(-\infty)\,A_i^{+}\} - \rho(-\infty)$

Pour avoir l'expression de $\Delta\rho_i$ dans le référentiel du laboratoire, il suffit, connaissant A_i dans le référentiel de la collision, d'effectuer une rotation R (θ, ϕ, ψ) dans l'espace Euclidien, ce qui se traduit par la transformation D_1 (θ, ϕ, ψ) (représentation irréductible de la théorie des groupes, d'ordre 3) dans l'espace Zeeman $|J, m\rangle$ avec m = -J, o, +J.

En faisant la moyenne de chacun des éléments de la matrice $\Delta\rho$ ainsi obtenue, on peut déterminer sans difficulté la transformation $S_i(b)$. C'est la méthode utilisée par BYRON et FOLEY (15).

Il est toutefois préférable, pour faire cette moyenne, d'utiliser la méthode d'OMONT : il développera la matrice densité ρ, sur les composantes irréductibles T^k_q d'un tenseur qui, dans le cas d'atome excité (de J_1=1) et d'atome au fondamental (de J_2=0) est à 9 dimensions :

$$\rho = \sum_{kq} \rho^k_q \; T^k_q \quad \text{avec } k=0,\ 1,\ 2 \text{ et } q = -k, \ldots, +k$$

ρ^k_q étant un scalaire et T^k_q un opérateur = q $^{\text{ième}}$ composante standard du tenseur irréductible $T^{(k)}$ d'ordre 2k + 1.

On a $Tr\,(T^k_q\, T^{k+}_q) = 1$; $\rho^k_q = T_r\,(\rho T^{k+}_q) = \langle T^{k+}_q \rangle$; et $T^{k+}_q = (-)^q\, T^k_{-q}$.

Dans le cas mentionné plus haut (J_1=1, J_2=0) on a :

$$T^o_o = \frac{\pi}{\sqrt{3}} \; ; \; T^1_0 = \frac{J_z}{\sqrt{2}} \; , \; T^1_{\pm 1} = \frac{\mp J^+}{2} \; ; \; T^2_0 = \frac{1}{\sqrt{6}} \left(3J^2_z - J^2 \right),$$

$$T^2_{\pm 1} = \pm \frac{1}{2} \left(J_z\, J_\pm + J_\pm\, J_z \right), \; T^2_{\pm 2} = \frac{1}{2}\, J^2_\pm .$$

Les ρ^k_q ont une signification physique beaucoup plus directe que les $\rho_{mm'}$; en effet d'après (16) :

ρ_o^o = correspond à la population globale de l'état excité,

ρ_q^1 = " aux 3 composantes de l'orientation

ρ_q^2 = " aux 5 composantes de l'alignement.

Dans le cas des collisions isotropes $\Delta\rho_i = S_i(b)\ \rho_i(-\infty)$, pour un b donné, $S_i(b)$ est un opérateur invariant par rotation dans l'espace, donc c'est un opérateur scalaire et : $S_i(b)\ T_q^k = P_i^k(b)\ T_q^k$; $P_i^k(b)$ étant un scalaire indépendant de q (propriétés des opérateurs scalaires).

En remplaçant, on aura :

$$\left(\frac{d\rho}{dt}\right)^i_{\text{collision}} = - \text{ moyenne sur } \vec{v} \text{ de } 2\Pi\ N_i\ v \int_o^\infty S_i(b)\ \rho\ b\ d\ b$$

La base T_q^k étant orthonormée :

$$\left(\frac{d\rho_q^k}{dt}\right)^i_{\text{collision}} = - \text{ moyenne de } 2\Pi\ N_i\ |\vec{v}|\ \rho_q^k \int_o^\infty P_i^k(b)\ b\ d\ b$$

la moyenne sur les paramètres angulaires de $\vec{v}$ entre dans le calcul de $P_i^k(b)$ (appendice de (1)).

En prenant $\sigma_i^k = 2\Pi \int_o^\infty P_i^k(b)\ bdb$ = section efficace de collision,

on aura :

$$\boxed{\left(\frac{d\ \rho_q^k}{dt}\right)^i_{\text{coll}} = - \text{ moyenne sur } |\vec{v}| \text{ de } \sigma_i^k\ N_i\ v\ \rho_q^k}$$

On remarque que dans les collisions isotropes il n'y a pas, dans l'expression de l'évolution de la matrice densité, des termes couplant des k différents : il n'y a pas de possibilité de couplage alignement-orientation. Si le niveau excité est aligné ou orienté, les collisions isotropes détruisent respectivement l'alignement, ou l'orientation, sans création de lumière de nature différente de celle de la lumière excitatrice.

On va voir que la situation devient différente, si les collisions sont anisotropes.

D) - Collisions anisotropes :

On reprend le même type de collision, mais les collisions ne sont plus isotropes, et ont statistiquement une direction privilégiée. On développera de même la matrice densité sur une base tensorielle irréductible. Mais ici la transformation S(b) n'est plus invariante par les rotations dans l'espace.

On va calculer d'abord, les coefficients d'évolution de la matrice densité globale. Ensuite, les matrices densité correspondant à la lumière alignée et orientée, puis les intensités correspondantes, et enfin on applique le calcul général aux cas particuliers du jet atomique, de l'excitation du bord Doppler, et enfin du recul anisotrope d'une cible gazeuse bombardée par un faisceau d'ions rapides.

I - Calcul des coefficients d'évolution de la matrice densité :

Dans le cas le plus général on a toujours : $\Delta\rho=\rho(+\infty)-\rho(-\infty)$ et $\Delta\rho^k_q = \sum_{k'q'} \tilde{\tilde{\Gamma}}^{kk'}_{qq'}$ (même rotations que 2) ; les $\tilde{\tilde{\Gamma}}^{kk'}_{qq'}$ sont des coefficients exprimant l'évolution de la matrice densité (pour une collision individuelle), exprimée dans le référentiel de la collision. On les calculera dans ce référentiel, puis on les exprimera dans le référentiel du laboratoire par l'intermédiaire des D^k (représentations irréductibles du groupe des rotations) appliquées dans l'espace tensoriel $T^{(k)}$; on aura ainsi les coefficients

$\tilde{\Gamma}^{kk'}_{qq'}$. Ensuite pour calculer l'évolution de la matrice densité globale des atomes on a :

$$\frac{d\rho}{dt} = - \text{ moyenne sur } \vec{v} \int \Delta\rho \; N \; v \; b \; d \; b \; d\psi$$

avec $\Delta\rho$ exprimé dans le référentiel du laboratoire. Cette relation étant linéaire en $\Delta\rho$, qui lui-même est linéaire en $\Gamma^{kk'}_{qq'}$, on peut écrire :

$$\frac{d \, {}^{k}_{q}}{dt} = - \sum_{k'q'} \Gamma^{kk'}_{qq'} \, \rho^{k'}_{q'}$$

avec $\Gamma^{kk'}_{qq'}$ = moyennes pondérées des $\tilde{\Gamma}^{kk'}_{qq'}$

On démontrera que dans le cas particulier de collisions ayant statistiquement une direction privilégiée de l'espace, et vérifiant des conditions qu'on citera au fur et à mesure, les coefficients $\Gamma^{kk'}_{qq'}$ correspondant à un couplage alignement-orientation (k=1, k'=2 ou vice-versa) ne sont pas nuls. De là on voit la possibilité de créer de la lumière circulaire en excitant avec de la lumière purement rectiligne.

a) - Calcul des $\tilde{\Gamma}^{kk'}_{qq'}$:

On peut procéder de deux façons :

- On calcule l'évolution de la fonction d'onde au cours de la collision, puis on recouple les fonctions d'onde, pour avoir l'évolution de la matrice densité. Comme dans le cas isotrope, on calculera les vecteurs A_i en résolvant le système différentiel représentant l'évolution de la fonction d'onde.

- ou bien, on écrit directement l'équation d'évolution de la matrice densité : $\left(\frac{d\rho}{dt}\right)_{coll} = -i\,[v, \rho]$

v = potentiel d'interaction perturbateur.

On développera v de même sur une base tensorielle (composantes des tenseurs irréductibles $T^{(k)}$), $v = \sum_{k_1 q_1} v^{k_1}_{q_1}\ T^{k_1}_{q_1}$. La solution du système différentiel permettra de calculer $\Delta\rho^k_q = \sum_{k'q'} \tilde{\tilde{\Gamma}}^{kk'}_{qq'}\ \rho^{k'}_{q'}(-\infty)$ dans le référentiel $(\vec{b}, \vec{v}, \vec{n} = \vec{b} \wedge \vec{v})$ propre à la collision.

Dans les deux cas, la solution des systèmes différentiels peut être obtenue algébriquement dans les deux zones asymptotiques (b très grand ou très petit), mais on doit recourir à une intégration numérique à la machine, dans le cas intermédiaire.

b) - Calcul des $\tilde{\Gamma}^{kk'}_{qq'}$:

θ et φ étant les angles polaires de la vitesse relative, ψ l'angle que fait $\vec{b}$ avec un axe fixe du plan perpendiculaire à $\vec{v}$ et passant par $\vec{b}$, le passage du trièdre fixe du laboratoire se fait dans l'espace Euclidien par une rotation R (θ, φ, ψ), et le passage de $\hat{\tilde{\Gamma}}^{kk'}_{qq'}$ à $\tilde{\Gamma}^{kk'}_{qq'}$ se fait dans l'espace tensoriel par :

$$\tilde{\Gamma}^{kk'}_{qq'} = \sum_{q_1 q'_1} D^{k}_{qq_1}\ \tilde{\tilde{\Gamma}}^{kk'}_{q_1 q'_1}\ D^{k'}_{q'_1 q'}$$

c) Calcul des $\Gamma^{kk'}_{qq'}$:

Si on connaît la fonction de distribution des vitesses relatives atome relaxé-atome relaxant $f(\theta)$ de révolution autour de la direction privilégiée de collisions (qu'on suppose l'axe oz pour le moment) on trouve en moyennant sur toutes les collisions possibles :

$$\Gamma^{kk'}_{qq'} = \Gamma^{kk'}_{qq'} \cdot \delta_{qq'} = \sum_{q'} \tilde{\Gamma}^{kk'}_{qq'} (-)^{q-q'} \sum_{k} \sqrt{4\pi(2k+1)} \begin{pmatrix} k & k' & k \\ q & -q' & o \end{pmatrix} \begin{pmatrix} k & k' & k \\ q-q & o & o \end{pmatrix} \int_{o}^{\pi} f(\theta)\, \gamma^{o}_{k}(\theta) d\theta \quad (2)$$

Si la répartition était isotrope, ce qui entraîne k=o, on aurait :

$\Gamma^{kk'}_{q} = \delta_{kk'} \cdot \frac{1}{2k+1} \sum_{q'} \Gamma^{kk'}_{qq'} = P^{k}$ = scalaire indépendant de k', q' et q. On retrouve ainsi le cas précédent de collisions isotropes.

II - Propriétés de symétrie :

On va voir que la considération des propriétés de symétrie du phénomène permet de déduire un certain nombre de propriétés des Γ et de prévoir dans quelles conditions peut apparaître l'orientation.

1°) - $\Gamma^{kk'}_{qq'} = \Gamma^{kk'}_{q} \cdot \delta_{qq'}$

Car une rotation d'angle quelconque α, du système autour de l'axe de relaxation (oz ici), ne change rien au système donc à sa matrice densité. On a :

$$\rho = \sum_{kq} \rho^{k}_{q} \; T^{k}_{q} \text{ avec } \rho^{k}_{q} = Tr\,(\rho T^{k}_{q})$$

$R(oz,\alpha)\ \rho_q^k = Tr\left(R\rho R^+ T_q^k\right)$ ($R\rho R^+$ étant la matrice densité du système après rotation).

or $Tr\left(R\rho R^+ T_q^k\right) = Tr\left(\rho R^+ T_q^k R\right)$

mais $R^+ T_q^k R = e^{iq\alpha}\ T_q^k$ donc : $R(oz,\alpha)\ \rho_q^k = e^{iq\alpha}\ Tr\left(\rho T_q^k\right) = e^{iq\alpha}\ \rho_q^k$

et $\rho_q^k\ (+\infty) = \sum_{k'q'} \Gamma_{qq'}^{kk'}\ \rho_{q'}^{k'}\ (-\infty)$; et en remplaçant on aura :

$\Gamma_{qq'}^{kk'} = e^{i(q-q')\alpha}\ \Gamma_{qq'}^{kk'}$ quelque soit α.

donc $q = q'$, et alors : $\boxed{\Gamma_{qq'}^{kk'} = \Gamma_q^{kk'}\ .\ \delta_{qq'}}$

2°) - $\Gamma_{qq'}^{kk'} = (-)^{k+k'+q+q'}\ \Gamma_{-q-q'}^{kk'}$

Le système est invariant par réflexion sur un plan passant par oz, soit le plan (xoz) ; il en est de même pour sa matrice densité. Or la réflexion sur le plan (xoz) est équivalente au produit d'une inversion par rapport à O (origine des axes), par une rotation d'angle π autour de l'axe oy. D'où $\rho_{réfléchie} = R(oy,\pi).\ I(O).\ \rho_{initiale} = \rho_{initiale}$. Dans l'espace des états dynamiques, l'inversion donne :

$$\rho_{inversé} = I\rho I^+$$

or dans cette base $|J,m\rangle$: $\rho = \sum_{mm'} |Jm\rangle\langle J,m'|$ et $I\rho I^+ = \sum_{m'm'} I|J,m\rangle\langle J,m'|I^+$

avec $I|J,m\rangle = (-)^P\ |J,m\rangle$; P étant la parité du niveau $E_{J,m}$. Or tous les

sous-niveaux Zeeman correspondant au même $E_{J,in}$ ont la même parité, donc :

$$I\ \rho\ I^{+} = (-)^{2P}\ \rho = \rho$$

Il reste : $\rho_{\text{réfléchie}} = R(oy,\pi).\ \rho$

Mais $\rho = \sum_{kq} \rho_q^k\ T_q^k$ et $R(oy,\pi)\ T_q^k = (-)^{k+q}\ T_q^k$ d'après (17)

En remplaçant : $\rho_q^k = (-)^{k+q}\ \rho_{-q}^k$

or $\rho_q^k\ (+\infty) = \sum_{k'q'} \Gamma_{qq'}^{kk'}\ \rho_{q'}^{k'}\ (-\infty)$ d'où :

$$\boxed{\Gamma_{qq'}^{kk'} = (-)^{k+k'+q+q'}\ \Gamma_{-q-q'}^{kk'}}$$

3°) $\underline{\Gamma_{qq'}^{kk'} = \Gamma_{-q-q'}^{kk'}}$

La matrice densité est hermitique, d'après sa définition même : $\rho = |\psi><\psi|$ = opérateur hermitique.

$$\rho_q^{k*} = Tr\left(\rho T_q^k\right)^{*} = Tr\left(T_q^{k+}\ \rho^{+}\right) = Tr\left(T_q^{k+}\ \rho\right) = Tr\left(\rho T_q^{k+}\right)$$

or $T_q^{k+} = (-)^q\ T_q^k$ ce qui donne $\boxed{\rho_q^{k*} = (-)^q\ \rho_{-q}^k}$

or $\rho_q^k = \sum_{k'q'} \Gamma_{qq'}^{kk'} \rho_{q'}^{k'}$ ce qui donne :

$$\boxed{\Gamma_{qq'}^{kk'*} = \Gamma_{-q-q'}^{kk'}}$$

C O N C L U S I O N S :

En combinant les résultats de 1°) et de 2°) on a :

$$\Gamma_{qq'}^{kk'} = (-)^{k+k'+q+q'} \Gamma_{qq'}^{kk'*}$$

or 1°) donne q'=q d'où $\boxed{\Gamma_q^{kk'} = (-)^{k+k'} \Gamma_q^{kk'*}}$

- Si k et k' sont de même parité $\Gamma_q^{kk'}$ est réel;

- Si k et k' sont de parité différente, $\Gamma_q^{kk'}$ est imaginaire pur, ce qui permet de conclure :

Les termes de couplage alignement - alignement et orientation - orientation sont réels, tandis que ceux de couplage alignement - orientation sont imaginaires purs.

Aussi de 3°) on déduit pour q=0, $\Gamma_o^{Kk'*} = \Gamma_o^{kk'}$ or Γ_0^{12} doit être imaginaire pur d'après ce qui a été dit précédemment ; donc $\Gamma_0^{12} = 0$ et *il ne nous reste comme terme de couplage alignement-orientation que* $\Gamma_1^{12} = \Gamma_1^{21}$

Pour J = 1, les $\Gamma_q^{kk'}$ nécessaires pour notre étude sont :

k k' q	1 1 0	1 1 1	1 2 1	2 2 0	2 2 1	2 2 2
$\Gamma_q^{k\,k'}$	- 0,78	- 0,32	0,14i	- 0,28	- 0,48	- 0,43

les $\Gamma_q^{kk'}$ sont égaux aux $P_q^{kk'}$ à une constante multiplicative près.

III - Equations d'évolution :

On écrira maintenant l'équation d'évolution de la matrice densité globale, due aux collisions anisotropes en *l'absence du champ magnétique*, pour étudier la nature du phénomène de création de l'orientation à partir de la lumière rectiligne.

ρ étant la matrice densité globale des atomes, on a :

$$\left(\frac{d\rho_q^k}{dt}\right)_{coll} = - \sum_{k'} \Gamma_q^{kk'} \rho_q^{k'}$$

Les seules équations de ce système, qui mettent en évidence des termes de couplage alignement - orientation sont les termes en q = 1, k étant = 1 ou 2.

Pour k = 2 $\qquad \frac{d\rho_1^2}{dt} = - \Gamma_1^{22} \rho_1^2 - \Gamma_1^{21} \rho_1^1 + \rho_1^{(0)2}$

et pour k = 1 $\quad \frac{d\rho_1^1}{dt} = - \Gamma_1^{12} \rho_1^2 - \Gamma_1^{11} \rho_1^1$

$\rho^{(0)^2}_{\ 1}$ = terme constant correspondant à la matrice densité d'alignement provenant de la lumière excitatrice.

Ce système, résolu, donne :

$$\rho_1^2 = \frac{1}{\Gamma_1^{22}} \cdot \frac{1}{1 - \frac{\Gamma_1^{21}\ \Gamma_1^{12}}{\Gamma_1^{11}\ \Gamma_1^{22}}} \cdot \rho^{(0)^2}_{\ 1}$$

$$\rho_1^1 = \frac{- \Gamma_1^{12}}{\Gamma_1^{11}\ \Gamma_1^{22}} \cdot \frac{1}{1 - \frac{\Gamma_1^{12}\ \Gamma_1^{21}}{\Gamma_1^{11}\ \Gamma_1^{22}}} \cdot \rho^{(0)^2}_{\ 1}$$

or $\frac{\Gamma_1^{12}\ \Gamma_1^{21}}{\Gamma_1^{11}\ \Gamma_1^{22}} << 1$; on négligera ce terme et on aura :

$$\rho_1^2 = \frac{\rho^{(0)^2}_{\ 1}}{\Gamma_1^{22}}$$

$$\rho_1^1 = \frac{- \Gamma_1^{12}}{\Gamma_1^{11}\ \Gamma_1^{22}} \cdot \rho^{(0)^2}_{\ 1}$$

Le signal d'alignement est proportionnel à $\frac{\rho_1^{(0)^2}}{\Gamma_1^{22}}$ et le signal d'orientation est proportionnel à $\frac{\Gamma_1^{12}}{\Gamma_1^{11}\Gamma_1^{22}} \cdot \rho_1^{(0)^2}$ d'où :

$$\frac{\text{signal d'orientation}}{\text{signal d'alignement}} \alpha \frac{\Gamma_1^{12}}{\Gamma_1^{11}}$$

Pour avoir un signal d'orientation non nul, il faut que $\rho_1^{(0)^2}$ soit non nul, ce qui impose que la lumière excitatrice soit polarisée, ni parallèlement, ni perpendiculairement à l'axe de relaxation oz (11) ce qui est conforme à ce qui a été dit dans l'explication physique du phénomène.

IV/ -Intensité de la lumière circulaire créée, en l'absence du champ magnétique :

On va calculer, en l'absence du champ magnétique, l'intensité de la lumière circulaire créée, et la direction d'observation du maximum de cette lumière.

Dans la direction de propagation $\vec{k}'$ (θ, ϕ), l'intensité observée pour une lumière de polarisation $\vec{\lambda}$ est (14) :

$$I_{\vec{k}', \vec{\lambda}} = (-)^{j_o+j_1} I_o \sum_{k=o}^{2} \sqrt{2k+1} \begin{Bmatrix} 1 & 1 & k \\ j_1 & j_1 & j_o \end{Bmatrix} \sum_{q=-k}^{+k} (-)^q \rho_q^k \Phi_q^k (\vec{e}_{\vec{k}'}, \lambda)$$

En développant, comme on l'a fait (page 18) on aura :

$$I_{\sigma+} - I_{\sigma-} = P \text{ circulaire} = 4 I_o \sqrt{3} \begin{Bmatrix} 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 0 \end{Bmatrix} R_e, (\rho_1^1 \Phi_1^1)$$

On suppose que la polarisation de la lumière excitatrice n'est ni parallèle, ni perpendiculaire à oz, donc $\rho_1^{(0)2} \neq 0$. Si cette polarisation est dans le plan (xoz) à 45° des axes ox et oz, $\rho_1^{(o)2}$ est alors un terme réel, et ρ_1^1 devient ainsi imaginaire pur.

En explicitant on a :

$$P \text{ circulaire } (\theta, \phi) = 2 I_o \begin{Bmatrix} 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 0 \end{Bmatrix} |\rho_1^1| \sin\theta \sin\phi$$

et le taux de polarisation de la lumière circulaire détectée est maximum dans la direction d'observation : $\theta = \frac{\pi}{2}$ *et* $\phi = \frac{\pi}{2}$ *donc dans la direction de l'axe oy.* De même si l'excitation initiale est dans le plan (yoz) à 45° de oy et de oz, $\rho_1^{(0)2}$ serait imaginaire pur et ρ_1^1 réel, alors P circulaire :

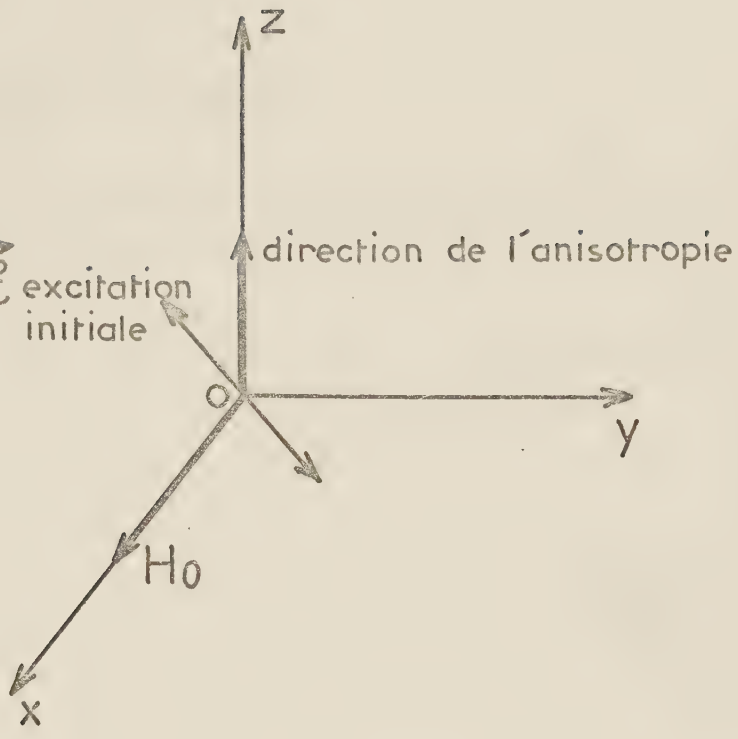
$$P \text{ circulaire } (\theta, \phi) = 2 I_0 \begin{Bmatrix} 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 0 \end{Bmatrix} \sin\theta \cos\phi \, \rho_1^1$$ maximum dans la direction

$(\theta = \frac{\pi}{2}, \phi = 0)$ de l'axe ox.

CONCLUSION

En utilisant uniquement les propriétés de symétrie (sans recourir au calcul détaillé des Γ), on a pu déduire dans quelles conditions la lumière circulaire pouvait apparaître et dans quelle direction elle était maximale. Ceci est bien conforme au modèle classique.

a]


z
direction de l'anisotropie
$\vec{\mathcal{E}}$ excitation initiale
o
y
H_0
x

b]

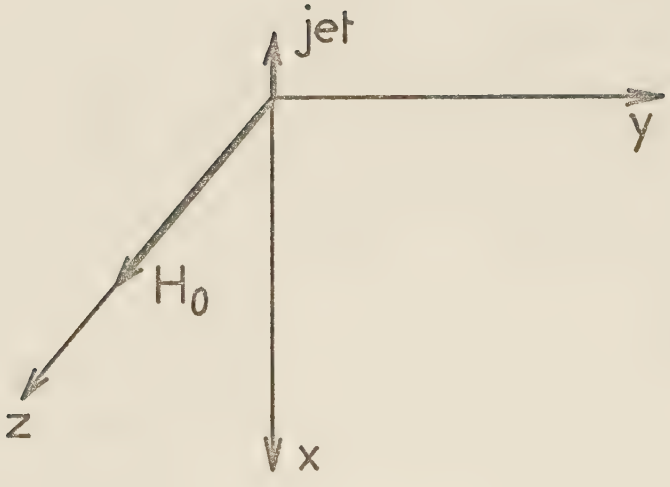

jet
y
H_0
z
x

FIG. 7

V - En présence du champ magnétique :

Soit un champ magnétique H_o dirigé selon ox, l'équation d'évolution de la matrice densité globale (12) :

$$\left(\frac{d\rho}{dt}\right)_{\text{globale}} = \rho^{(o)} - \gamma\rho - i\left[\mathcal{H}, \rho\right] + \left(\frac{d\rho}{dt}\right)_{\text{collision}} \equiv 0$$ comme on l'a vu page (14).

On suppose qu'il n'y a pas un effet de diffusion multiple, et on néglige le terme qui lui correspond dans l'équation précédente.

Le calcul du terme $\left[\mathcal{H}, \rho\right]_q^k$ fait dans l'appendice (3) donne :

$$\left[\mathcal{H}, \rho\right]_q^k = \frac{\mu B g_j H_o}{2} \left(\sqrt{k(k+1) - q(q+1)}\ \rho_{q+1}^k + \sqrt{k(k+1) - q(q-1)}\ \rho_{q-1}^k\right)$$

Connaissant le terme $\left[\mathcal{H}, \rho\right]_q^k$ pour les différentes valeurs de $k = 1, 2$ et $q = -k, \ldots, +k$ (l'équation correspondant à $k = 0$ est sans intérêt), on peut établir un système de 8 équations à 8 inconnues, en supposant pour le terme $\left(\frac{d\rho}{dt}\right)_{\text{collisions}}$ que les coefficients de couplage $\Gamma_q^{kk'}$ sont ceux calculés pour une anisotropie totale des collisions (c'est-à-dire que l'atome désexcitant est immobile, donc toutes les vitesses relatives sont selon oz).

Pour résoudre le système en question, on a recours à un calcul machine, ce qui a donné le tableau :

$\omega=\gamma' H_o$	Ré ρ_1^1	$I_m \rho_1^1$	ρ_o^1	Ré ρ_2^2	$Im\rho_2^2$	$Ré\rho_1^2$	Im ρ_1^2	ρ_o^2
0	0	0	0	0	0	0	0	- 1,923
0,3	- 0,1728	0	0	0,12676	0	0	- 0,3951	- 1,365
0,6	- 0,1700	0	0	0,2495	0	0	- 0,3887	- 0,824
0,9	- 0,1381	0	0	0,3040	0	0	- 0,3158	- 0,5842
1,2	- 0,1122	0	0	0,3291	0	0	- 0,2565	- 0,4734
1,5	- 0,0933	0	0	0,3422	0	0	- 0,2133	- 0,4156
2	- 0,0722	0	0	0,3532	0	0	- 0,1651	- 0,3675
3	- 0,04927	0	0	0,3615	0	0	- 0,1126	- 0,3311
4	- 0,0372	0	0	0,3644	0	0	- 0,0851	- 0,3179
5	- 0,0299	0	0	0,3658	0	0	- 0,0684	- 0,3118
6	- 0,0249	0	0	0,3666	0	0	- 0,0371	- 0,3084
7	- 0,0214	0	0	0,3670	0	0	- 0,0490	- 0,3064

$\omega = \gamma' H_o$ ($\gamma' = \frac{e\, g_j}{2m}$) est donnée en unités réduites.

Le taux de polarisation de la lumière circulaire est :

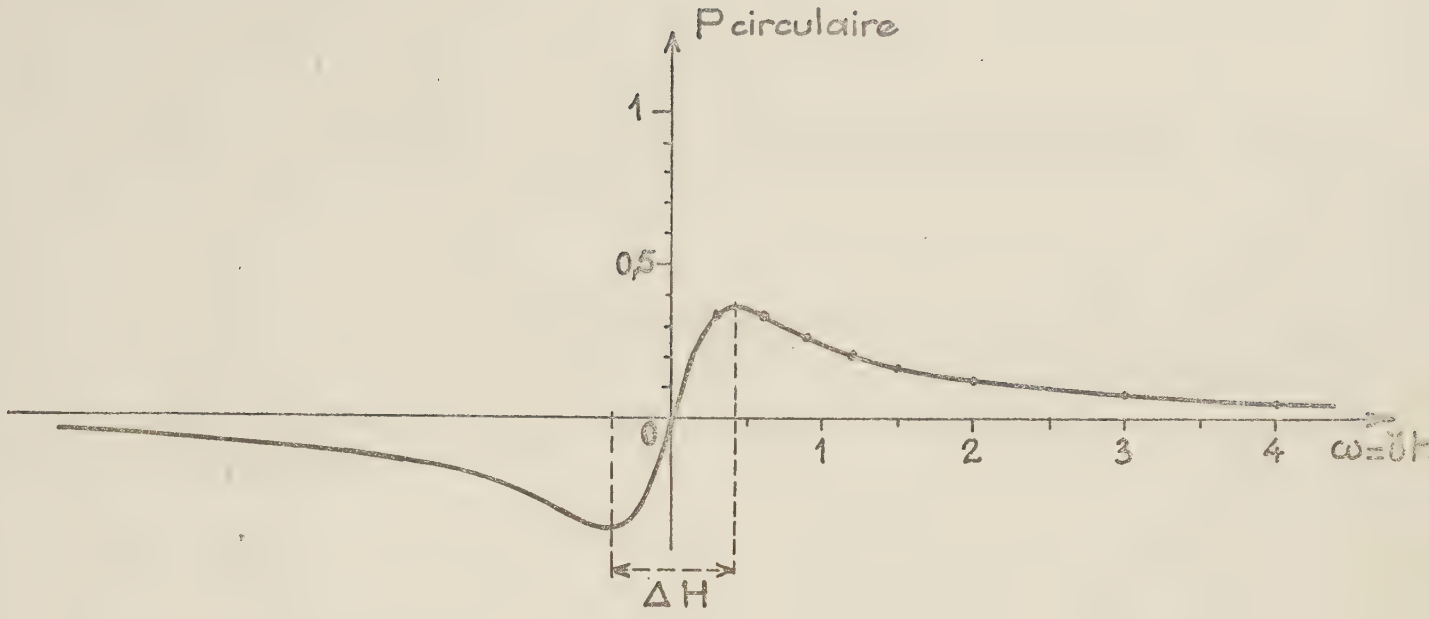
$$P_{circulaire}(\theta, \phi) = 4\, I_o \begin{Bmatrix} 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 0 \end{Bmatrix} Ré\,(\rho_1^1\ \phi_1^1) = 2\, I_o \begin{Bmatrix} 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 0 \end{Bmatrix} \rho_1^1 \text{ selon l'axe o x}$$

ρ_1^1 ici étant la solution du système d'équations vu précédemment, résolu en présence du champ magnétique statique H_o dirigé suivant ox.

En traçant la courbe $P_{circulaire}$, (ox) en fonction de $\omega = \gamma' H_o$ on a une courbe de dispersion fig. (8 .a). On compare cette courbe à la courbe d'effet Hanle de la lumière rectiligne fig. (8 .b).

De la même manière on a le taux de polarisation de la lumière rectiligne :

$$P_{rectiligne} = I_{//} - I_{\perp} = I_o \begin{Bmatrix} 1 & 1 & 2 \\ 1 & 1 & 0 \end{Bmatrix} \left(\frac{3}{\sqrt{6}}\ \rho_0^2 + Ré\ \rho_2^2 \right)$$



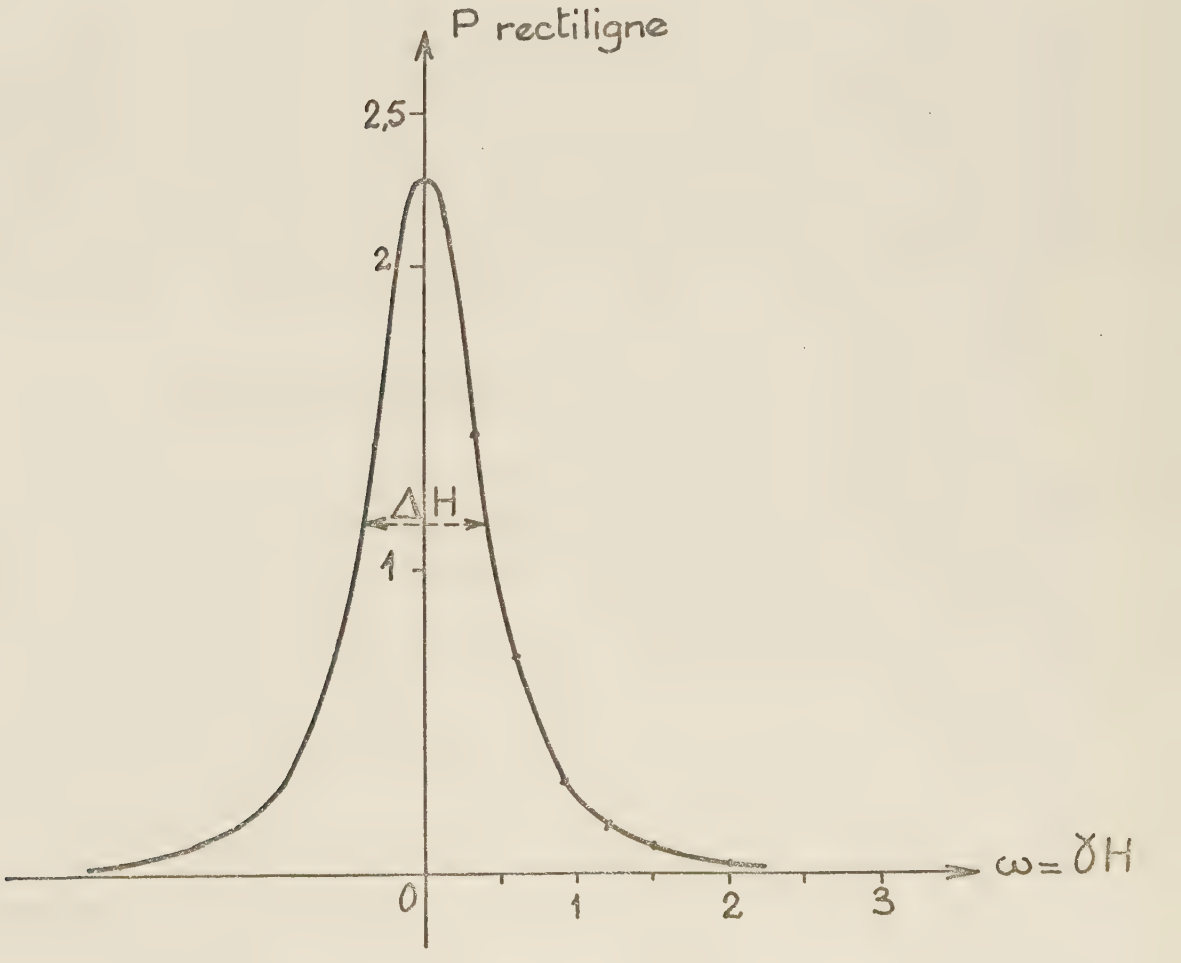


FIG. 8

$I_{//}$ = intensité de la lumière rectiligne polarisée parallèlement à oz

$I_{\perp}$ = " " " " " oy

On trace de même Prectiligne en fonction de $\omega = \gamma' H_o$, *et on remarque que les 2 courbes en question ont même largeur à mi-hauteur et que l'amplitude de la courbe d'orientation est de l'ordre de 30% de celle d'alignement.*

E) - Application aux cas particuliers :

On a étudié jusqu'ici la création d'un signal d'orientation provenant des collisions dont l'anisotropie était supposée totale (atome excité ayant une direction bien déterminée, et atome relaxant figé immobile), mais dans le cas concret des collisions, ceci n'est pas possible et le signal d'orientation est bien plus faible. On étudiera l'ordre de grandeur de l'effet prévu dans chacun des cas particuliers suivants :

a) - Cas d'un jet atomique :

On étudie ici les atomes émanant d'un four, et excités par un effet alignant (décharge H.F., raie de résonance de polarisation rectiligne,...) ces atomes se désexcitant par collisions contre les atomes, au fondamental, d'un gaz tampon, et dont la vitesse thermique moyenne est de l'ordre de grandeur de celle des atomes du jet.

Or dans ce cas, le calcul montre que :

- le terme de transfert alignement-orientation Γ_1^{12} est divisé environ par 4 par rapport au cas d'anisotropie totale.

- les termes de relaxation Γ_q^{kk} diagonaux en k tendent vers leur valeur isotrope (qui est la moyenne $\frac{1}{2k+1} \sum_q \Gamma_q^{kk}$).

Nous ferons un calcul approché (au premier ordre par rapport à l'anisotropie) en donnant à tous les Γ_q^{kk} la même valeur Γ et en conservant à Γ_1^{12} sa valeur calculée $\frac{1}{4} \times 0{,}3 \quad \Gamma$.

Il est en effet possible dans ce cas d'obtenir une solution algébrique du système d'équations. Pour cela il vaut mieux prendre comme axe de quantification l'axe du champ magnétique . On passe de l'ancien système d'axes au nouveau par une rotation de $\frac{\Pi}{2}$ autour de oy.

Dans ce nouveau système d'axes, la matrice de relaxation issue des $\Gamma_q^{kk} = \Gamma$ qui est sphérique est inchangée. La matrice de transfert transformée de Γ_1^{12} contient des termes du type $\Gamma_{qq'}^{12}$, avec (q-q') pair ; les autres termes avec (q-q') impair sont annulés par suite de l'invariance du système par une rotation Π autour de oy.

On a dans ce nouveau système d'axes :

$$P_{\text{circulaire}} = - I_o \sqrt{2} \begin{Bmatrix} 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 0 \end{Bmatrix} \rho_0^1$$

$$P_{\text{rectiligne}} = 2 I_o \begin{Bmatrix} 1 & 1 & 2 \\ 1 & 1 & 0 \end{Bmatrix} \text{Ré} \; \rho_2^2$$

On calcule ρ_0^1 et ρ_0^2 en résolvant le système d'équations représentant l'évolution de la matrice densité globale (appendice 4), on aura alors :

$$P_{\text{circulaire}} = \frac{-4i \, I_o \sqrt{2} \begin{Bmatrix} 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 0 \end{Bmatrix} \rho_2^{(o)^2} \Gamma_{02}^{12}}{\gamma + \Gamma} \qquad \frac{\omega}{(\gamma+\Gamma)^2 - 2(\Gamma_{02}^{12})^2 + 4\omega^2}$$

$$P_{\text{rectiligne}} = \frac{2\, I_o \begin{Bmatrix} 1 & 1 & 2 \\ 1 & 1 & 0 \end{Bmatrix} \rho_{2}^{(o)^2} \left[(\gamma+\Gamma)^2 - 2(\Gamma_{02}^{12})^2\right]}{\gamma + \Gamma} \cdot \frac{1}{(\gamma+\Gamma)^2 - 2(\Gamma_{02}^{12})^2 + 4\omega^2}$$

En traçant ces 2 courbes en fonction de $\omega = \gamma' H$ on trouve que $P_{\text{circulaire}}$ est une courbe de dispersion et $P_{\text{rectiligne}}$ est une courbe d'absorption ; ces 2 courbes ont même largeur (à mi-hauteur) et le rapport de leurs amplitudes est :

$$a = \frac{\text{amplitude de la courbe circulaire}}{\text{amplitude de la courbe rectiligne}} = \frac{-\sqrt{2} \begin{Bmatrix} 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 0 \end{Bmatrix}}{\begin{Bmatrix} 1 & 1 & 2 \\ 1 & 1 & 0 \end{Bmatrix}} \times \frac{i\ \Gamma_{02}^{12}}{\sqrt{(\gamma+\Gamma)^2 - 2\ (\Gamma_{02}^{12})^2}}$$

Or Γ_{02}^{12} se déduit à partir de Γ_{1}^{12} (calculé dans l'ancien système d'axes) par la rotation $R(oy, \frac{\pi}{2})$, on trouve : $\Gamma_{02}^{12} = -\frac{\Gamma_{1}^{12}}{\sqrt{2}}$

Et lorsque Γ est de l'ordre de grandeur de γ (largeur naturelle), comme c'est le cas des expériences, on a :

$$\boxed{a = 0{,}037 = 3{,}7\%}$$

REMARQUES :

Le signal d'orientation prévu expérimentalement est toujours plus faible que celui qu'on vient de calculer car on n'a pas tenu compte de la divergence du jet atomique, et de la modification de la trajectoire des atomes du jet par collision contre des atomes du gaz tampon. Il est impossible d'évaluer exactement ces effets, et on a seulement essayé de minimiser ces effets en se mettant dans des conditions expérimentales les plus adéquates possibles.

b) - Excitation ou détection d'une portion de la raie Doppler :

Il s'agit là d'exciter (ou de détecter) une portion de la raie Doppler émise de l'atome excité lors de sa désexcitation par collision contre un atome de même espèce ou non, ce qui revient à trier parmi les atomes émetteurs, ceux qui ont une vitesse radiale bien déterminée et de ce fait on aura affaire au sein de la vapeur à des collisions anisotropes.

Les atomes de la vapeur qui font l'objet de notre étude ont une vitesse thermique isotrope dans l'espace. En fixant la composante selon oz de leur vitesse (fig. 9) le déplacement thermique apparent devient anisotrope avec une direction privilégiée oz de l'espace, (les autres composantes de la vitesse suivent toujours la loi de distribution thermique). On a ainsi l'équivalent d'un jet atomique suivant oz, d'où on peut s'attendre à la création d'un signal d'orientation. Il faut toutefois noter les différences distinguant ce cas de celui du jet atomique proprement dit :

- la distribution thermique des composantes transversales (v_x et v_y) de la vitesse de l'atome excité diminue nettement l'anisotropie des collisions. En plus, faut-il composer la vitesse de l'atome excité avec celle de l'atome collisionnant (isotrope) pour calculer un ordre de grandeur du signal circulaire attendu.

Le calcul montre que dans ce cas :

$$\Gamma^{12}_{1\ \text{au centre de la raie Doppler}} = -\,0{,}0745\ \Gamma^{12}_{1\ \text{anisotropie totale}}$$

On remarque qu'au centre de la raie Doppler, ce terme est négatif. Or, si on observe toute la raie Doppler, on aura un signal nul (car les collisions sont alors isotropes), donc Γ^{12}_1 est positif sur les bords de la raie Doppler. Donc le signal circulaire prévu peut apparaître en excitant (ou en détectant) le centre de la raie Doppler ou ses bords.

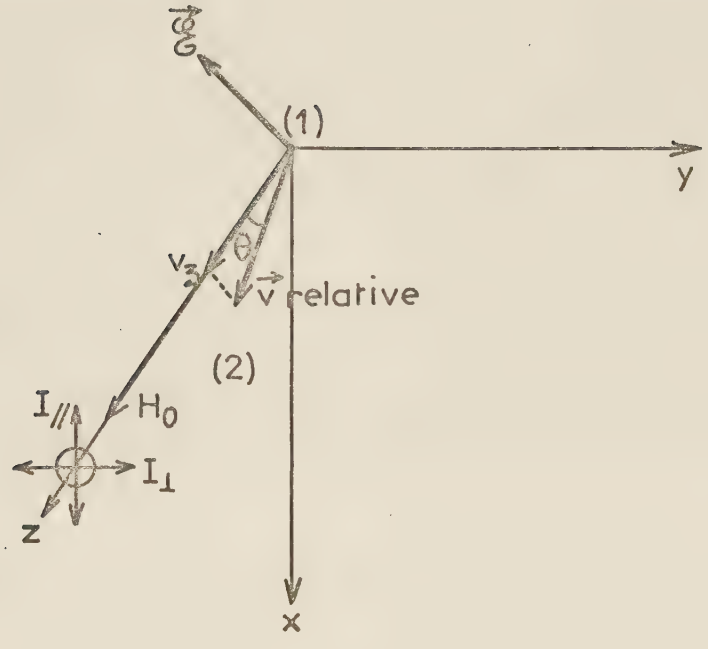


FIG. 9

Dans ce cas on est obligé de détecter le signal cherché dans la direction même de l'anisotropie. Or le signal d'orientation est perpendiculaire aux deux effets alignants qui le produisent. Pour cela on ne peut pas détecter le signal d'orientation comme dans le cas franc du jet atomique, on a recours alors à un moyen indirect :

l'excitation initiale est à 45° des axes ox et oz alors en l'absence du champ magnétique statique $\vec{H}_o$ le signal d'orientation est selon oy. Mais en balayant H_o pour tracer un effet Hanle (détection selon oz) la polarisation des atomes excités de la vapeur tourne (précession Larmor) et on pourra alors détecter la projection du signal d'orientation.

Après ces deux remarques, on s'attend à un signal circulaire plus faible que dans le cas d'un jet atomique. Pour avoir une idée claire du signal attendu on compare son amplitude à celle du signal rectiligne détecté suivant oz avec une polarisation initiale parallèle à ox (effet Hanle référence).

Tous calculs faits, on aboutit à :

$$a = \frac{\text{signal circulaire}}{\text{signal rectiligne référence}} = 0{,}5\ \%$$

c) Recul anisotrope de la cible bombardée (beam-gaz) par le projectile

Il s'agit dans cette partie d'étudier le comportement des atomes d'une vapeur (cible) bombardée par un projectile accéléré à haute énergie. L'expérience montre que l'atome de la vapeur est excité par l'effet du choc, et polarisé rectilignement. De même l'étude de l'élargissement des courbes Hanle en fonction de la pression, montre que l'atome-cible recule sous l'effet du choc. On se propose ici d'étudier la direction moyenne de ce recul, et dans le cas du recul anisotropie, de calculer le taux du signal d'orientation qui pourrait en résulter.

1°) - Direction du recul :

Soit m_1 et v_1 la masse et la vitesse du projectile (1) qui rentre en collision avec l'atome de la vapeur (2) de masse m_2 et de vitesse supposée nulle.

v_1, v'_1 = vitesse de la particule incidente (1) avant et après le choc dans le référentiel du laboratoire.

$v_2 = 0$, v'_2 = vitesse de la particule (2) avant et après le choc dans le référentiel du laboratoire.

c_{v_1}, $c_{v'_1}$, c_{v_2}, $c_{v'_2}$ = les mêmes quantités dans le référentiel du centre des masses.

Θ, Φ = angles polaires de diffusion de la particule incidente dans le référentiel du laboratoire (réf. labo.)

c_Θ, c_Φ = " " dans le référentiel (c.d.m.)

Θ_r, Φ_r = angles polaires de recul de la particule cible dans référentiel du laboratoire (réf. labo.)

$c_{\Theta_r} = \Pi - c_\Theta$ et $c_{\Phi_r} = c_{\Phi+\Pi}$ = angles polaires de recul de la cible dans le (c.d.m.)

V = vitesse du centre des masses = $v_1 \dfrac{m_1}{m_1+m_2}$ (réf. labo.)

E_{ex} = énergie d'excitation (cible + projectile)

E_c = énergie disponible dans le centre des masses = énergie totale - énergie du centre des masses = $\frac{1}{2} m_1 \overline{v_1}^2 \frac{m_2}{m_1 + m_2}$

E_i = énergie incidente = $\frac{1}{2} m_1 \overline{v_1}^2$

De la relation évidente $\vec{v}_1 = \vec{V} + {}^c v_1$ on tire :

$$ {}^c v_1 = \frac{m_2}{m_1+m_2} \; v_1 \qquad (1) $$

de même $${}^c v_2 = - \frac{m_1}{m_1+m_2} \; v_1 \qquad (2)$$

D'après le principe de la conservation d'énergie on a :

$$\frac{1}{2} m_1 \overline{{}^c v'_1}^2 + \frac{1}{2} m_2 \overline{{}^c v'_2}^2 = \frac{1}{2} m_1 \overline{{}^c v_1}^2 + \frac{1}{2} m_2 \overline{{}^c v_2}^2 - E_{ex} \qquad (3)$$

De même on a : $${}^c v'_2 = - \frac{m_1}{m_2} \; {}^c v'_1 \qquad (4)$$

En remplaçant (4) dans (3) on tire :

$$\frac{1}{2} \frac{m_1 m_2}{m_1+m_2} \; \overline{v_1}^2 - E_{ex} = \frac{1}{2} m_1 \left(1 + \frac{m_1}{m_2}\right) \overline{{}^c v'_1}^2 \qquad (5)$$

D'un autre côté le calcul de E_c donne :

$$E_c = \frac{1}{2} m_1 \overline{v_1}^2 \; \frac{m_2}{m_1 + m_2} \qquad (6)$$

D'où (5) devient : $\frac{1}{2} m_1 \overline{{}^{c}v'_1}^{2} = \frac{m_2}{m_1+m_2} \cdot (E_c - E_{ex})$ (7)

on en tire : ${}^{c}v'_1 = \frac{m_2}{m_1+m_2} \quad v_1 \sqrt{1 - \frac{Eex}{E_c}}$ (8)

(4) donne : $|{}^{c}v'_2| = \frac{v_1 m_1}{m_1+m_2} \sqrt{1 - \frac{E_{ex}}{E_c}}$ (9)

Ayant $|{}^{c}v'_2|$ on peut calculer $|v'_2|^2 = V^2 + |{}^{c}v'_2|^2 + 2V\ {}^{c}v'_2 \cos {}^{c}\theta_r$ (10)

Or $\cos {}^{c}\theta_r$ est donné en fonction de θ_r (angle de recul dans le référentiel du laboratoire) par (18).

$$\operatorname{tg} \theta_r = \frac{\sin {}^{c}\theta_r}{\cos {}^{c}\theta + \tau_r} \qquad (11)$$

$$\cos \theta_r = \frac{\cos {}^{c}\theta_r + \tau_r}{\sqrt{1 + 2\tau_r \cos {}^{c}\theta_r + \tau_r^2}} \qquad (12)$$

$$\text{avec } \tau_r = \frac{V}{|{}^{c}v'_2|} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{Eex}{E_c}}} \qquad (13)$$

Ce qui donne : $\cos {}^{c}\theta_r = -\tau_r \sin^2 \theta_r \pm \sqrt{\tau_r^2 \sin^4 \theta_r - \tau_r^2 \sin^2 \theta_r + \cos^2 \theta_r}$ (14)

Et en remplaçant dans (10) on tire :

$$E_r = \frac{1}{2} m_2 |v'_2|^2 = \frac{m_1 m_2}{(m_1+m_2)^2} E_i \left(1 + \frac{1}{\tau_r^2} + \frac{2}{\tau_r} \cdot (-\tau_r \sin^2 \theta_r - \sqrt{\tau_r^2 \sin^4 \theta_r - \tau_r^2 \sin^2 \theta_r + \cos^2 \theta_r})\right)$$

(15)

(en prenant la solution négative qui correspond au cas réel de l'expérience). ce qui permet de calculer l'énergie de recul correspondant à un angle de recul donné.

Inversement, l'expérience permet de mesurer l'énergie de recul des atomes de la cible, d'où on peut calculer l'angle de recul correspondant et déterminer la direction de celui-ci.

- CAS PARTICULIER :

Dans le cas de nos expériences, on bombarde une cible d'He par un projectile accéléré (Na^+ à 70 ou 80 kev ; Li^+ à 100 kev) et on étudie la raie 4922 Å de l'He correspondant au niveau excité 4 $^1D_2$ dont l'énergie d'excitation est de 20 ev.

D'après (19) on peut supposer que seule la cible est excitée car la probabilité d'excitation du faisceau est 8 fois plus faible d'où on pose E_{ex} = 20 ev.

On mesure expérimentalement (comme on le verra dans la 2ème partie) :

1 - E_r ($Na^+ \underset{80kev}{\rightarrow}$ He) $\#$ $(4,3)^2$ E_{th} = 1282 mev

2 - E_r ($Li^+ \underset{100kev}{\rightarrow}$ He) $(2,5)^2$ E_{th} = 449 mev

E_{th} = énergie thermique relative moyenne de l'atome d'He = 67,5 mev

Ce qui permet de mesurer l'angle de recul dans les deux cas mentionnés fig. (10) :

1 - θ_r (Na^+ à 80 kev) 85°

2 - θ_r (Li^+ à 100 kev) 86°

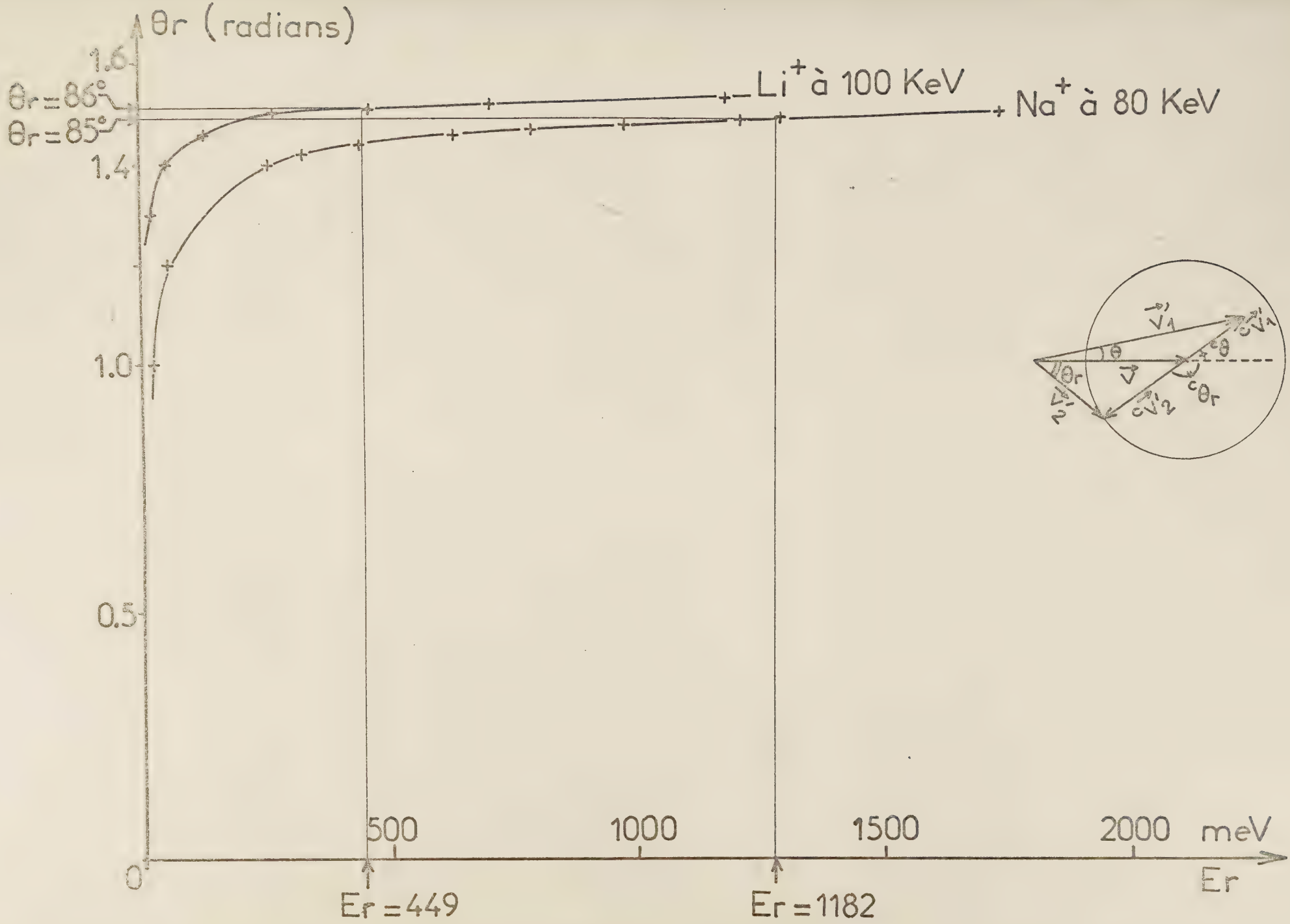

θr (radians)
1.6
θr = 86°
θr = 85°
1.4
1.0
0.5
0
Li+ à 100 KeV
Na+ à 80 KeV
500
1000
1500
2000
meV
Er
Er = 449
Er = 1182
θ
θr
V
V'1
V'2
cV'1
cV'2
cθ
cθr

FIG. 10

REMARQUE :

L'énergie de recul des atomes-cible tirée de l'expérience est l'énergie de recul relative (car elle correspond au déplacement relatif atome excité - atome au fondamental) ; or le diagramme de la fig. (10) correspond au calcul de l'énergie de recul (absolue). Vu la forme de ce diagramme et l'emplacement des énergies de recul expérimentales, la correction n'apparaît pas indispensable pour tirer l'angle de recul réel.

2°) - Taux d'orientation :

La direction moyenne du recul de l'atome - cible étant presque perpendiculaire à la direction du faisceau excitant, la relaxation atome excité / atome au fondamental de ces atomes a une direction anisotrope de l'espace. On se propose maintenant de calculer le taux d'orientation qui en résulte, dans un cas théorique où on suppose que le recul se fait rigoureusement dans le plan perpendiculaire à la direction du faisceau (de révolution autour de cette direction) et où la relaxation est de nature électrostatique Van Der Waals. Le taux d'orientation est affaiblie par le fait que le recul se fait dans un plan anisotrope et non une direction (cas du jet atomique), mais les rapports signal/bruit des courbes obtenues dans ces expériences étant bien supérieurs au cas du jet, l'expérience pourrait être positive.

Pour calculer les coefficients de relaxation de la matrice densité dûe à cette collision on a recours à la formule de (2) qui devient :

$$\Gamma_q^{kk'} = \sum_{q'} \int f(\theta)\, d\theta\, r^{k}_{qq'}(\theta)\, r^{+k'}_{q'q}(\theta)\, \tilde{\Gamma}^{kk'}_{q'}$$

$\tilde{\tilde{\Gamma}}^{kk'}_{q}$ = coefficients de relaxation dans l'axe de la collision ;

$\Gamma^{kk'}_{q'}$ = " " axe du labo. ;

Θ = angle des axes de quantification des deux systèmes d'axes en tenant compte de la symétrie de révolution des collisions autour du faisceau (pris pour axe de quantification, d'où $\Theta = \frac{\Pi}{2}$). D'où :

$$\Gamma^{22}_{q} = \sum_{q'} \left(r^{2}_{qq'} (+\tfrac{\Pi}{2}) \right)^{2} \tilde{\tilde{\Gamma}}^{22}_{q'}$$

r^2 (β) étant donné par (11), on tire :

$$\Gamma^{22}_{o} = \frac{\tilde{\tilde{\Gamma}}^{22}_{0} + 3\,\tilde{\tilde{\Gamma}}^{22}_{2}}{4}$$

$$\Gamma^{22}_{1} = \frac{\tilde{\tilde{\Gamma}}^{22}_{1} + \tilde{\tilde{\Gamma}}^{22}_{2}}{2}$$

$$\Gamma^{22}_{2} = \frac{3\,\tilde{\tilde{\Gamma}}^{22}_{0} + 4\,\tilde{\tilde{\Gamma}}^{22}_{1} + \tilde{\tilde{\Gamma}}^{22}_{2}}{8}$$

De même pour le terme de couplage alignement - orientation :

$$\Gamma^{12}_{0} = 0$$

$$\Gamma^{12}_{1} = \frac{\tilde{\tilde{\Gamma}}^{12}_{1} + \tilde{\tilde{\Gamma}}^{12}_{-1}}{4} = -\frac{\tilde{\tilde{\Gamma}}^{12}_{1}}{2}$$

ce qui permet de connaître l'évolution de la matrice densité dûe aux collisions :

$$\left(\frac{d\rho^{k}_{q}}{dt}\right)_{col} = -\sum_{k'q'} \Gamma^{kk'}_{q'}\ \rho^{k'}_{q'}$$

et de tirer les composantes tensorielles ρ_q^k nécessaires au calcul du signal rectiligne et circulaire correspondant à l'effet Hanle :

$$\frac{d\rho_q^k}{dt} = + \rho_q^{(0)k} - \gamma \rho_q^k - i \left[\mathcal{H} \quad ,\rho \right]_q^k + \left(\frac{d\rho_q^k}{dt}\right)_{\text{collision}} \equiv 0$$

pour $k = 1, 2$ et $q = -k \ldots +k$

Dans un cas simple (J=1) et où la relaxation est du type V.D.W. :

$$\tilde{\Gamma}_0^{22} = 0,61 \qquad \tilde{\Gamma}_1^{22} = 0,95 \qquad \tilde{\Gamma}_2^{22} = 0,61 \qquad \tilde{\Gamma}_1^{12} = 0,14\ i$$

ce qui donne pour un recul perpendiculaire au faisceau :

$$\Gamma_0^{22} = 0,61 \qquad \Gamma_1^{22} = 0,78 \qquad \Gamma_2^{22} = 0,78 \qquad \Gamma_1^{12} = 0,07\ i$$

On a recours à une résolution numérique du système d'équations correspondant à l'évolution de la matrice densité.

Un calcul similaire à celui déjà fait dans les cas précédents donne :

$$a = \frac{\text{signal circulaire}}{\text{signal rectiligne}} \# 6\ \%$$

REMARQUE

En écrivant l'équation d'évolution de la matrice densité, on a supposé que la matrice d'excitation $\rho^{(0)}$ était indépendante du comportement de la cible ; or, l'excitation de celle-ci est dûe au choc avec le faisceau incident qui provoque le recul. On démontre que la polarisation des atomes de la cible est liée au recul, ce qui prouve que le calcul précédent n'était

pas rigoureux.

En effet, si on assimile le cas étudié à celui de la diffusion d'un électron incident rentrant en choc avec l'atome, l'approximation de Born donne :

$$f_n(\vec{K}) \approx \int \psi_0^*(\vec{r})\, e^{i\vec{K}.\vec{R}}\, \psi_n(\vec{r})\, d^3\vec{r}$$

n = nombre quantique de l'électron externe de l'atome excité

$\vec{k}_o$ = vecteur potentiel de l'électron incident

$\vec{k}_n$ = " " " diffusé

$\vec{K} = \vec{k}_n - \vec{k}_o$ = variation de la quantité de mouvement de l'électron incident
= quantité de mouvement reçue par le noyau de l'atome bombardé

$\vec{r}$ = rayon-vecteur de l'électron externe de l'atome

$\psi_o(\vec{r})$ = fonction d'onde du niveau fondamental de l'atome

$\psi_n(\vec{r})$ = " " " excité

$f_n(\vec{K})$ = probabilité que l'électron incident soit diffusé dans la direction $\vec{K}$.

Or $e^{i\vec{K}.\vec{r}}$ est un opérateur invariant par rotation autour de $\vec{K}$ (comme axe de quantification) $e^{i\vec{K}.\vec{r}}$ est un opérateur vecteur qui ne connecte, d'après les règles de sélections, que des sous-niveaux de même nombre m (Δ_m=0, polarisation rectiligne). Donc l'électron incident qui excite l'atome, le polarise rectilignement selon l'axe $\vec{K}$.

Si maintenant $\vec{K}$ a une direction statistique non isotrope dans l'espace (référentiel du laboratoire), la polarisation rectiligne moyenne des atomes excités est non nulle.

On voit ainsi que la polarisation du niveau excité est intimement liée au recul.

III/ ETUDE DE L'ANISOTROPIE DE LA RELAXATION

INTRODUCTION

On a vu jusqu'ici un effet résultant des collisions anisotropes : orientation du niveau, excité par un effet alignant.

On se propose maintenant d'étudier l'effet de l'anisotropie, non plus en détectant la création d'un signal de nature différente de celle de l'effet excitant, mais par son influence sur le signal d'alignement lui-même.

Pour cela, il suffit d'étudier l'effet Hanle du signal rectiligne correspondant à différentes directions de détection et de balayage du champ magnétique, en fonction des coefficients de relaxation moyennés de la matrice densité.

Dans le cas concret de l'expérience : l'atome d'une cible gazeuse bombardé par un faisceau d'ions accélérés, est excité et polarisé rectilignement. Il se désexcite par collisions contre les autres atomes, au fondamental, de la cible, tout en reculant d'une manière anisotrope dans un plan perpendiculaire à la direction du faisceau. La figure (11) représente la fonction d'onde du niveau excité. Si l'on suppose, et nous verrons en conclusion que nous avons des raisons de le faire dans le cas étudié, que la collision est directe, et ne résulte pas d l'effet des forces électrostatiques à longue distance comme dans le cas VAN DER WAALS, on s'attend à ce que la section efficace de collisions soit très différente selon que la direction de la collision sera selon l'axe oz ou l'axe oy. Pour faire varier la direction relative de la collision et de l'alignement, nous appliquons des champs magnétiques de directions diverses pour faire tourner l'alignement (c'est-à-dire la fonction d'onde représentée (fig. 11), sans bien sûr faire varier la direction du déplacement de l'atome cible qui est liée à la direction du jet excitateur.

On commence par calculer les composantes tensorielles de la matrice densité nécessaires pour le calcul de l'intensité de la lumière rectiligne émise perpendiculairement à la direction du jet. Ensuite, on tracera les courbes Hanle correspondantes, le champ magnétique de balayage étant dans le plan xoz de composantes Hx et Hz sur les axes respectifs ox et oz. De ces courbes on essaiera de mettre en évidence l'anisotropie de la relaxation des atomes excités.

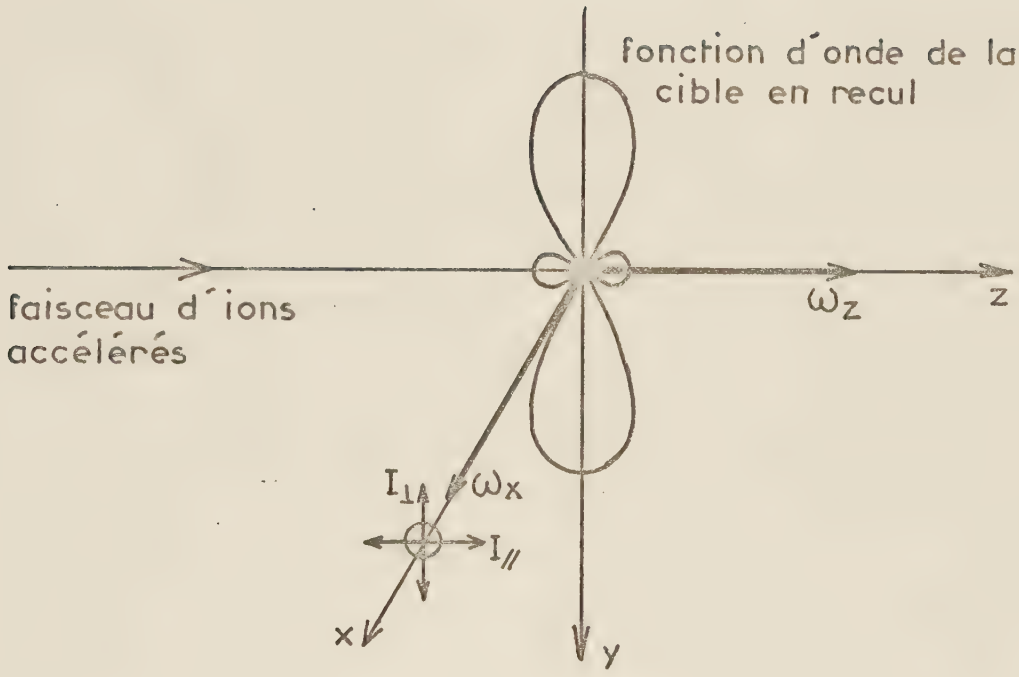

fonction d'onde de la
cible en recul
faisceau d'ions
accélérés
ω_z
z
I_{1A}
ω_x
$I_{//}$
x
y

FIG. 11

A/ Calcul des composantes tensorielles de la matrice densité :

Avant de procéder à ce calcul on suppose que les termes de couplage alignement - orientation (dans l'expression de l'évolution de la matrice densité) sont nuls, et ainsi que les termes de couplage avec des ordres tensoriels 3 et 4.

Dans $\frac{d\rho_q^k}{dt} = - \sum_{kk'} \Gamma_{qq'}^{kk'} \rho_{q'}^{k'}$ on a alors $\Gamma_{qq'}^{kk'} = o$ pour k et k' ayant des parités différentes.

Le calcul fait pour k : o,1,2 aboutit à l'expression d'évolution :

$$\left.\frac{d\rho_q^2}{dt}\right|_{\text{collisions}} = - \Gamma_q^2 \rho_q^2 \quad \text{avec } \Gamma_q^2 \neq \Gamma_{q'}^2 \text{ pour } q \neq q'$$

Ce cas est fondamentalement différent de celui du chapitre précédent, où dans la matrice d'évolution $[\Gamma]$ d'éléments $\Gamma_{qq'}^{kk'}$ les éléments non diagonaux n'étaient pas tous nuls $\Gamma_{qq'}^{12} \neq o$ et où on supposait tous les termes diagonaux Γ_q^{kk} égaux à leur moyenne isotrope. Ici tous les termes non diagonaux sont supposés nuls, et l'anisotropie des collisions apparaît dans la non égalité des termes diagonaux.

Rappelons qu'on a toujours les relations :

$\rho_{-q}^k = (-)^q \rho_q^{k*}$; $\Gamma_{-q}^2 = \Gamma_q^2$; et $\rho_q^{2(0)}$ = terme d'excitation $\neq o$ pour $q = o$.

L'équation d'évolution de la matrice densité globale projetée sur la base tensorielle irréductible est :

$$\frac{d\rho_q^k}{dt} = -\gamma\,\rho_q^k - i\,[\mathcal{H},\rho]_q^k - \Gamma_q^k\,\rho_q^k = o \;;\; \Gamma_q^k\,\rho_q^k = \text{terme correspondant aux collisions}$$

Il s'agit donc de calculer le terme $[\mathcal{H},\rho]_q^k$ d'évolution par couplage avec le champ magnétique statique (de balayage).

Or, le champ magnétique statique est : $\vec{H} = \vec{Hx} + \vec{Hz}$, donc :

$\mathcal{H} = \mu\beta\, g_J\, \vec{H}.\vec{J} = \mu\beta\, g_J\, Hx\, Jx + \mu\beta\, g_J\, Hz\, Jz = \omega x\, Jx + \omega z\, Jz$ avec

$\omega x = \mu\beta\, g_J\, Hx$ et $\omega z = \mu\beta\, g_J\, Hz$ et on a alors :

$$[\mathcal{H},\rho]_q^k = \omega x\; Jx,\rho\,{}_q^k + \omega z\; Jz,\rho\,{}_q^k$$

or $[Jz,\rho]_q^k = q\,\rho_q^k$ d'après (20)

et d'après l'appendice (3) on a l'expression de $[Jx,\rho]_q^k$ d'où :

$$[\mathcal{H},\rho]_q^k = \omega z\, q\,\rho_q^k + \frac{\omega x}{2}\left[\sqrt{k(k+1)-q(q+1)}\;\rho_{q+1}^k + \sqrt{k(k+1)-q(q-1)}\;\rho_{q-1}^k\right]$$

Tout calcul fait, on arrive au système d'équations :

$$(\gamma+\Gamma_2^2)\;\text{Ré}\;\rho_2^2 - 2\,\omega z\;\text{Im}\;\rho_2^2 - \omega x\;\text{Im}\;\rho_1^2 = o$$

$$2\,\omega z\;\text{Ré}\;\rho_2^2 + (\gamma+\Gamma_2^2)\;\text{Im}\;\rho_2^2 + \omega x\;\text{Ré}\;\rho_1^2 = o$$

$$(\gamma+\Gamma_0^2)\;\rho_0^2 - \sqrt{6}\,\omega x\;\text{Im}\;\rho_1^2 = \rho_0^{2\,(0)}$$

$$\frac{\sqrt{6}}{2}\,\omega x\ \rho_0^2 + \omega x\ \text{Ré}\ \rho_2^2 + \omega z\ \text{Ré}\ \rho_1^2 + (\gamma+\Gamma_1^2)\ \text{Im}\ \rho_1^2 = 0$$

$$-\omega x\ \text{Im}\ \rho_2^2 + (\gamma+\Gamma_1^2)\ \text{Ré}\ \rho_1^2 - \omega z\ \text{Im}\ \rho_1^2 = 0$$

On calcule alors les composantes de la matrice densité nécessaires pour le calcul de l'intensité lumineuse voulue, donnée par (14).

Ainsi on tire, en appelant $\gamma+\Gamma_q^k = \Gamma_q^k$ pour simplifier :

$$\rho_0^2 = \frac{\delta}{\Delta} \quad ; \quad \text{Ré}\ \rho_2^2 = \frac{\delta'}{\Delta} \quad ; \quad \text{Im}\ \rho_1^2 = \frac{\delta''}{\Delta} \quad ;$$

Δ, δ, et δ' étant les déterminants

$$\Delta = \begin{array}{|ccccc|} \multicolumn{5}{c}{\begin{array}{ccccc} \rho_0^2 & \text{Ré}\ \rho_2^2 & \text{Im}\ \rho_2^2 & \text{Ré}\ \rho_1^2 & \text{Im}\ \rho_1^2 \end{array}} \\ \hline 0 & \Gamma_2^2 & -2\,\omega z & 0 & -\omega x \\ 0 & 2\,\omega z & \Gamma_2^2 & \omega x & 0 \\ \Gamma_0^2 & 0 & 0 & 0 & -\sqrt{6}\,\omega x \\ \frac{\sqrt{6}}{2}\,\omega x & \omega x & 0 & \omega z & \Gamma_1^2 \\ 0 & 0 & -\omega x & \Gamma_1^2 & -\omega z \\ \hline \end{array}$$

δ =

ρ_0^2	Ré ρ_2^2	Im ρ_2^2	Ré ρ_1^2	Im ρ_1^2
0	Γ_2^2	$-2\omega z$	0	$-\omega x$
0	$2\omega z$	Γ_2^2	ωx	0
$\rho_2^{(0)^2}$	0	0	0	$-\sqrt{6}\,\omega x$
0	ωx	0	ωz	Γ_1^2
0	0	$-\omega x$	Γ_1^2	$-\omega z$

δ'' =

0	Γ_2^2	$-2\omega z$	0	0
0	$2\omega z$	Γ_2^2	ωx	0
Γ_0^2	0	0	0	$\rho_0^{(0)^2}$
$\frac{\sqrt{6}}{2}\omega x$	ωx	0	ωz	0
0	0	$-\omega x$	Γ_1^2	0

$$\delta' = \begin{array}{|ccccc|} \rho_0^2 & \text{Ré } \rho_2^2 & \text{Im } \rho_2^2 & \text{Ré } \rho_1^2 & \text{Im } \rho_1^2 \\ \hline 0 & 0 & -2\,\omega z & 0 & -\omega x \\ 0 & 0 & \Gamma_2^2 & \omega x & 0 \\ \Gamma_0^2 & \rho_0^{(0)2} & 0 & 0 & -\sqrt{6}\,\omega x \\ \frac{\sqrt{6}}{2}\,\omega x & 0 & 0 & \omega z & \Gamma_1^2 \\ 0 & 0 & -\omega x & \Gamma_1^2 & -\omega z \end{array}$$

En calculant ces déterminants on a =

$$\Delta = \Gamma_0^2 \left[4\,\bar{\omega}x^2\,\bar{\omega}z^2 - 2\,\bar{\omega}x^2\,\Gamma_1^2\,\Gamma_2^2 - (\bar{\omega}z^2 + \bar{\Gamma}_1^{2\,2})\,(4\,\bar{\omega}z^2 + \bar{\Gamma}_2^{2\,2}) - \bar{\omega}x^4 \right] - 3\,\bar{\omega}x^2 \left[\Gamma_2^2 (\bar{\omega}x + \Gamma_1^2\,\Gamma_2^2) + 4\,\bar{\omega}z^2\,\Gamma_1^2 \right]$$

$$\delta = \rho_0^{(0)2} \left[-(\bar{\omega}z^2 + \bar{\Gamma}_1^{2\,2})\,(4\bar{\omega}z^2 + \bar{\Gamma}_2^{2\,2}) - 2\,\bar{\omega}x^2\,\Gamma_1^2\,\Gamma_2^2 + 4\,\bar{\omega}x^2\,\bar{\omega}z^2 - \bar{\omega}x^4 \right]$$

$$\delta' = -\frac{\sqrt{6}}{2}\,\rho_0^{(0)2}\,\bar{\omega}x^2\,(2\,\bar{\omega}z^2 - \bar{\omega}x^2 - \Gamma_1^2\,\Gamma_2^2)$$

$$\delta'' = \frac{3}{\sqrt{6}}\,\rho_0^{(0)2}\,\omega x \left[\Gamma_1^2\,(4\bar{\omega}z^2 + \bar{\Gamma}_2^{2\,2}) + \Gamma_2^2\,\bar{\omega}x^2 \right]$$

Il s'agit maintenant de calculer l'intensité de la lumière observée pour différentes directions de polarisation et de propagation ; on trace ensuite ces courbes en fonction du champ magnétique de balayage ; les courbes obtenues auront des largeurs à mi-hauteur et des amplitudes qui sont fonctions des coefficients de relaxation Γ^2_q. La comparaison de ces différentes courbes amène à mettre en évidence la différence entre les valeurs mesurées des Γ^2_q d'où on peut déceler l'existence éventuelle d'une anisotropie dans les collisions.

B/ Calcul de $I_{//} - I_\perp$

On a : $I_{//} - I_\perp = I_o \begin{Bmatrix} 1 & 1 & 2 \\ 1 & 1 & o \end{Bmatrix} \left[\frac{3}{\sqrt{6}} \rho^2_0 + Ré\ \rho^2_2\right]$

ou : $I_{//} - I_\perp = I_o \begin{Bmatrix} 1 & 1 & 2 \\ 1 & 1 & o \end{Bmatrix} \left[\frac{3}{\sqrt{6}} \delta + \delta'\right] / \Delta$

En remplaçant δ, δ', et Δ par leurs valeurs respectives on a :

$$I_{//} - I_\perp = \frac{Io \begin{Bmatrix} 1 & 1 & 2 \\ 1 & 1 & o \end{Bmatrix} \frac{3}{\sqrt{6}} \rho^{(o)}_0{}^2 \left[2\,\bar{\omega}x^2\,\bar{\omega}z^2 - \bar{\omega}x^2\,\Gamma^2_1\,\Gamma^2_2 - (\bar{\omega}z^2 + \bar{\Gamma}^2_1{}^2)\,(4\bar{\omega}z^2 + \bar{\Gamma}^2_2{}^2)\right]}{\Gamma^2_0 \left[4\,\bar{\omega}x^2\,\bar{\omega}z - 2\,\bar{\omega}x^2\,\Gamma^2_1\,\Gamma^2_2 - (\bar{\omega}z^2 + \bar{\Gamma}^2_1{}^2)\,(4\,\bar{\omega}z^2 + \bar{\Gamma}^2_2{}^2) - \bar{\omega}x^4\right] - 3\,\bar{\omega}x^2 \left[\Gamma^2_2\,\Gamma^2_1\,\Gamma^2_2 + \bar{\omega}x^2 + 4\,\bar{\omega}z^2\,\Gamma^2_1\right]}$$

On peut vérifier sur cette formule les cas particuliers simples :

- champ magnétique // à oz : $\omega x = o$ et $I_{//} - I_\perp = \frac{Io \begin{Bmatrix} 1 & 1 & 2 \\ 1 & 1 & o \end{Bmatrix} 3\,\rho^{(o)}_0{}^2}{\sqrt{6}\ \Gamma^2_0}$ = indépendant du champ magnétique selon oz, ce qui est évident.

- champ magnétique // à ox : $\omega z = o$ et dans le cas des collisions isotropes Γ_q^2 on retrouve la formule de l'effet Hanle classique :

$$I_{\prime\prime} - I_{\perp} = Io \begin{Bmatrix} 1 & 1 & 2 \\ 1 & 1 & o \end{Bmatrix} \frac{3 \rho_0^{(0)^2}}{\sqrt{6}} \quad \frac{\Gamma}{\Gamma^2 + 4\,\omega x^2}$$

Dans le cas général, l'étude de $I_{\prime\prime} - I_{\perp}$ peut se faire dans les cas particuliers suivants, de la direction du champ magnétique statique de balayage (ce champ étant toujours dans le plan (xoz)) faisant un angle α avec l'axe oz.

a) - $\alpha = 90°$ champ magnétique // à ox, on aura la courbe Hanle classique d'absorption.

b) - $\alpha = 45°$: c'est un cas délicat à réaliser expérimentalement, et le calcul ne donne rien d'intéressant.

c) - $\alpha = \varepsilon$, champ presque // à oz.

d) - on fixe $\omega x = a$ comme paramètre, et on balaie ωz. Ce cas est équivalent au cas précédent (c) mais son avantage est que l'effet obtenu est semblable à l'effet Brossel, sauf qu'ici ωx est statique et non un champ de radio-fréquence ; d'où, on l'appelle effet pseudo-Brossel (qu'on appelle B_{90}).

On se limite à étudier $I_{\prime\prime} - I_{\perp}$, on tire dans ce cas (d) après simplification :

$$I_{\prime\prime} - I_{\perp} = K \frac{\Gamma_1^2 \; \Gamma_2^2}{3\,\Gamma_2^2 + \Gamma_0^2\,\overline{\omega}^2 + \Gamma_0^2\,\Gamma_1^2\,\Gamma_2^2}$$

avec $K = Io \begin{Bmatrix} 1 & 1 & 2 \\ 1 & 1 & o \end{Bmatrix} \frac{3}{\sqrt{6}} \rho_0^{(0)^2}$

* En traçant $I_{//} - I_{\perp}$ en fonction de ω on aura la courbe Hanle (absorption) d'amplitude $A = \frac{K}{\Gamma_0^2}$ et de largeur à mi-hauteur $\Delta\omega_0 = 2\sqrt{\frac{\Gamma_0^2\ \Gamma_1^2\ \Gamma_2^2}{3\ \Gamma_2^2 + \Gamma_0^2}}$

(Dans le cas isotrope on retrouve $A = \frac{K}{\Gamma}$ et $\Delta\omega = \Gamma$).

- Dans les autres cas (b), (c), et (d) le calcul donne des valeurs de $\Delta\omega$ trop compliquées qui ne seront pas exploitables ; à titre d'exemple, dans le cas (c) :

$\vec{\alpha}$ = ε champ magnétique de balayage est presque parallèle à l'axe oz.

On aura une courbe d'amplitude $A = K\ \frac{(\Gamma_0^2 - 6\ \Gamma_1^2)\ \alpha^2}{6\ \Gamma_0^2\ (\Gamma_0^2 - \Gamma_1^2)\ \alpha^2 - 2\ \overline{\Gamma_0^2}^2}$

et de largeur à mi-hauteur, limitée au 1er ordre en α^2 :

$$\Delta\omega_0 = 2\ \left(\frac{\sqrt{C} + A'}{-E}\right)^{\frac{1}{2}}\ \left[1 + \frac{1}{2}\left(\frac{\frac{D}{2\sqrt{C}} + B}{\sqrt{C} + A} - \frac{F}{E}\right)\alpha^2\right]$$

de valeur limite : $\Delta\omega_0 \xrightarrow[\alpha \to 0]{} 2\ \left(\frac{\sqrt{C} + A'}{-E}\right)^{\frac{1}{2}}$ avec :

$$A' = \Gamma_0^2\ [-\Gamma_0^2\ \overline{\Gamma_2^2}^2 - 6\ \Gamma_1^2\ \overline{\Gamma_2^2}^2 - 4\ \Gamma_0^2\ \overline{\Gamma_1^2}^2 - 4\ \Gamma_0^2\ \Gamma_1^2\ \Gamma_2^2 + 24\ \overline{\Gamma_1^2}^3\ ]$$

$$C = \overline{\Gamma_0^2}^2\ [-\Gamma_0^2\ \overline{\Gamma_2^2}^2 - 6\ \Gamma_1^2\ \overline{\Gamma_2^2}^2 - 4\ \Gamma_0^2\ \overline{\Gamma_1^2}^2 - 4\ \Gamma_0^2\ \Gamma_1^2\ \Gamma_2^2 + 24\ \overline{\Gamma_1^2}^3\ ]^2 + 16\ \overline{\Gamma_0^2}^2\ \overline{\Gamma_1^2}^2 \times \overline{\Gamma_2^2}^2\ (6\ \Gamma_1^2 - \Gamma_0^2)^2$$

$$E = -8\ \Gamma_0^2 (6\ \Gamma_1^2 - \Gamma_0^2)$$

Dans ces cas-là on ne peut pas résoudre analytiquement et sans approximation l'équation aux racines ω_0; on a alors recours à une résolution numérique.

C/ Calcul de $I_{45} - I_{-45}$:

On détecte toujours dans la direction de l'axe ox, la lumière rectiligne polarisée à + 45° et à - 45° de l'axe oz. On arrive à :

$$I_{+45} - I_{-45} = T_0 \begin{pmatrix} 1 & 1 & 2 \\ 1 & 1 & 0 \end{pmatrix} 2 \, \mathrm{Im} \, \rho_1^2$$

ou bien :

$$I_{+45} - I_{-45} = 2K \times \frac{\omega_x [\, \Gamma_2^2 \, \overline{\omega x}^2 + \Gamma_1^2 \, (4 \, \overline{\omega z}^2 + \overline{\Gamma_2^2}^2)\,]}{\Gamma_0^2 [4 \, \overline{\omega x}^2 \, \overline{\omega z}^2 - 2 \, \overline{\omega x}^2 \, \Gamma_1^2 \, \Gamma_2^2 - (\, \overline{\omega z}^2 + \overline{\Gamma_1^2}^2)(4\overline{\omega z}^2 + \Gamma_2^2) - \overline{\omega x}^4] - 3 \, \overline{\omega x}^2 [4 \, \Gamma_1^2 \, \overline{\omega z}^2 + \Gamma_2^2 \, (\overline{\omega x}^2 + \Gamma_1^2 \, \Gamma_2^2)]}$$

En étudiant les cas particuliers on trouve :

a) $\alpha = 90°$

$$I_{+45} - I_{-45} = - 2 K \, \frac{\Gamma_2^2 \quad \omega}{(3 \, \Gamma_2^2 + \Gamma_0^2) \, \overline{\omega}^2 + \Gamma_0^2 \, \Gamma_1^2 \, \Gamma_2^2}$$

En traçant en fonction de ω, on aura une courbe Hanle de dispersion d'amplitude :

$$A = \frac{2 \, K}{\Gamma_0^2 \, \Gamma_1^2} \sqrt{\frac{\Gamma_0^2 \, \Gamma_1^2 \, \Gamma_2^2}{3 \, \Gamma_2^2 + \Gamma_0^2}}$$

et de largeur à mi-hauteur identique à celle de la courbe d'absorption

$$\Delta\omega = 2 \sqrt{\frac{\Gamma_0^2 \, \Gamma_1^2 \, \Gamma_2^2}{3 \, \Gamma_2^2 + \Gamma_0^2}}$$

d) ω_x = a = paramètre ; ωz = variable de balayage = ω

En remplaçant dans l'expression générale $I_{45} - I_{-45}$, ωx par une constante paramétrique a et ωz variable (balayage suivant oz) par ω on aura :

$$I_{45}-I_{-45} = -2K \frac{4\,\Gamma_1^2\, a\,\overline{\omega}^2 + \Gamma_2^2\, a^3 + \Gamma_1^2\,\overline{\Gamma_2^2}\, a}{4\,\Gamma_0^2\,\overline{\omega}^4 + [\,(12\,\Gamma_1^2 - 4\,\Gamma_0^2)a^2 + \Gamma_0^2(\overline{\Gamma_2^2}^2 + 4\,\overline{\Gamma_1^2}^2)]\,\overline{\omega}^2 + (\,\Gamma_0^2+3\Gamma_2^2)\,a^4 +}$$

$$(3\,\Gamma_1^2\,\overline{\Gamma_2^2}^2 + 2\,\Gamma_0^2\,\Gamma_1^2\,\Gamma_2^2)\,a^2 + \Gamma_0^2\,\overline{\Gamma_1^2}^2\,\overline{\Gamma_2^2}^2$$

En fonction de ω, on trouve une courbe B_{45} (c'est-à-dire pseudo-Brossel pour la polarisation à 45° de l'axe oz) d'absorption, dont l'amplitude :

$$A = -2K \frac{\Gamma_2^2\, a^3 + \Gamma_1^2\,\overline{\Gamma_2^2}^2\, a}{(\Gamma_0^2 + 3\Gamma_2^2)\, a^4 + (2\,\Gamma_0^2\,\Gamma_1^2\,\Gamma_2^2 + 3\,\Gamma_1^2\,\overline{\Gamma_2^2}^2)\, a^2 + \Gamma_0^2\,\overline{\Gamma_1^2}^2\,\overline{\Gamma_2^2}^2}$$

tend vers o quand le champ magnétique transversal (suivant ox) est nul (ωx = a = o) ce qui est évident d'après les considérations vectorielles.

Ce qui paraît intéressant, c'est de calculer la largeur à mi-hauteur de B_{45} dans le cas limite de a tendant vers o, car cela correspond au cas limite de l'effet Brossel classique.

La courbe B_{45} est extremûm pour ω_o donnée par l'équation :

$$A\,\overline{\omega}_o^4 + B\,\overline{\omega}_o^2 + C = o$$

avec $A = 4\,\Gamma_0^2\,\Gamma_2^2\, a\,(a^2 + \Gamma_1^2\,\Gamma_2^2)$

$$C = -\Gamma_2^2\, a[(a^2+\Gamma_1^2\,\Gamma_2^2)(\Gamma_0^2+3\Gamma_2^2)\, a^4 + \Gamma_1^2\,\Gamma_2^2(2\Gamma_0^2+3\Gamma_2^2)\, a^2 + \Gamma_0^2\,\overline{\Gamma_1^2}^2\,\overline{\Gamma_2^2}^2\,]$$

et $B = a\left[a^4 (-12\,\Gamma_1^2\,\Gamma_2^2 - 4\,\Gamma_0^2\,\Gamma_2^2 - 8\,\Gamma_0^2\,\Gamma_1^2) + a^2 (\Gamma_0^2\,\overline{\Gamma_2^2}^2 - 12\,\Gamma_0^2\,\overline{\Gamma_1^2}^2\,\Gamma_2^2 - 12\,\overline{\Gamma_1^2}^2\,\overline{\Gamma_1^2}^2 - 4\,\Gamma_0^2\,\Gamma_1^2\,\overline{\Gamma_2^2}) + \Gamma_0^2\,\Gamma_1^2\,\overline{\Gamma_1^2}^2 (\overline{\Gamma_1^2}^2 - 4\,\overline{\Gamma_1^2}^2)\right]$

Tous calculs faits, se limitant au 1er ordre en a^2 on trouve :

$$\boxed{\Delta\omega = (\Delta\omega)_{\substack{\text{limite} \\ a=0}} + p\,a^2}$$

avec $\boxed{(\Delta\omega)_{\text{limite}} = 2\,\Gamma_1^2}$

et $\boxed{p = \text{pente} = \dfrac{3\,\overline{\Gamma_2^2}^2 + 6\,\Gamma_0^2\,\overline{\Gamma_1^2}^2 + 4\,\Gamma_0^2\,\Gamma_1^2\,\Gamma_2^2 + 12\,\overline{\Gamma_1^2}^2\,\Gamma_2^2 + 2\,\Gamma_0^2\,\overline{\Gamma_2^2}^2}{\Gamma_0^2\,\Gamma_2^2\,(\Gamma_2^2{}^2 + 4\,\overline{\Gamma_1^2}^2)}}$

Remarque : $(\Delta\omega)_{\text{limite}}$ correspond bien au cas Brossel classique dans le cas isotrope $\Delta\omega = 2\,\Gamma$ et $p = \frac{29}{5\Gamma}$ correspond au calcul fait directement en supposant tous les $\Gamma_q^2 = \Gamma$ isotrope.

D/ Calcul de $I_{//}$ et $I_\perp$

Au lieu d'étudier des taux de polarisation, on a pensé faire l'étude directe de $I_{//}$ et $I_\perp$, mais ce calcul n'a pas abouti à des résultats plus intéressants que dans les cas précédents, d'autant plus que du point de vue expérimental il est plus commode d'étudier $I_{//} - I_\perp$ et $I_{45} - I_{-45}$ que $I_{//}$ ou $I_\perp$ séparément, car pour ces derniers on a obtenu

des courbes déformées par la lumière parasite provenant d'une réexcitation des atomes par les électrons arrachés à la cible ionisée par le bombardement du faisceau et qui subissent un effet cyclotron.

Pour cette raison, on a abandonné l'étude de $I_{\perp}$ ou I_1, et on se dispense ici d'exposer le calcul correspondant.

E/ Méthode de mesure des coefficients de relaxation :

Les résultats précédents sont suffisants pour déceler l'existence d'une anisotropie dans les collisions, mais pour étudier les coefficient de relaxation Γ_q^2 (q = o,1,2), on a pensé, dans le cas d'étude (d) où on a utilisé un champ magnétique de balayage suivant oz et un autre servant de paramètre, suivant ox ($\omega x = a$, $\omega z = \omega$), décomposer $I_{\perp} - I_1 = B_{90}$ et $I_{45} - I_{-45} = B_{45}$ en deux lorentziennes qu'on étudiera en détail.

1/ Décomposition de B_{45} :

On a :

$$- 2K \frac{4\Gamma_1^2 a\,\bar{\omega}^2 + \Gamma_2^2 a^3 + \Gamma_1^2 \bar{\Gamma}_2^{\,2} a}{4\Gamma_0^2 \omega^4 + [(12\Gamma_1^2 - 4\Gamma_0^2)a^2 + \Gamma_0^2 a^2 + \Gamma_0^2(\bar{\Gamma}_1^{\,2} + 4\bar{\Gamma}_1^{\,2})]\omega^2 + (\Gamma_0^2 + 3\Gamma_2^2)a^4 + \Gamma_1^2\,\Gamma_2^2(2\Gamma_0^2 + 3\Gamma_1^2)a^2 + \Gamma_0^2\,\bar{\Gamma}_1^{\,2}\,\bar{\Gamma}_2^{\,2}} =$$

$$\frac{B}{\bar{\gamma}_1^{\,2} + \bar{\omega}^2} + \frac{C}{\bar{\gamma}_2^{\,2} + \bar{\omega}^2}$$

On décompose B_{45} en deux lorentziennes dont γ_1 et γ_2 représentent respectivement les demi-largeurs à mi-hauteur et $\frac{B}{\bar{\gamma}_1^{\,2}}$ et $\frac{C}{\bar{\gamma}_2^{\,2}}$ leurs amplitudes respectives.

$\bar{\gamma}_1^{\,2}$ et $\bar{\gamma}_2^{\,2}$ sont racines de l'équation :

$$4\Gamma_0^2\,\bar{\omega}^4 - [\,(12\Gamma_1^2-4\Gamma_0^2)\,a^2+\Gamma_0^2\,(\overline{\Gamma_2^2}+4\overline{\Gamma_1^2})\,]\bar{\omega}^2+(\Gamma_0^2+3\Gamma_2^2)\,a^4+\Gamma_1^2\,\Gamma_2^2\,(3\Gamma_1^2+\Gamma_2^2)\,a^2$$

$$+\,\Gamma_0^2\,\overline{\Gamma_1^2}^2\,\overline{\Gamma_2^2}^2 = 0$$

Dans le cas général on résout cette équation pour les faibles valeurs du champ transversal en se limitant au 1er ordre en a^2 et on tire :

$$\overline{\gamma_1}^2 = \overline{\Gamma_1^2}^2 + \frac{24\,\Gamma_1^2\,\overline{\Gamma_2^2}^2 - 96\,\overline{\Gamma_1^2}^3 + 32\,\Gamma_0^2\,\overline{\Gamma_1^2}^2 + 16\,\Gamma_0^2\,\Gamma_1^2\,\Gamma_2^2}{8\,\Gamma_0^2\,(\overline{\Gamma_2^2}^2 - 4\,\overline{\Gamma_1^2}^2)} \cdot a^2$$

$$\overline{\gamma_2}^2 = \frac{\overline{\Gamma_2^2}^2}{4} - \frac{\overline{\Gamma_2^2}^2 + 2\,\Gamma_1^2\,\Gamma_2^2}{\overline{\Gamma_2^2}^2 - 4\,\overline{\Gamma_1^2}^2} \cdot a^2$$

Mais dans le cas de collisions isotropes $\Gamma_0^2 = \Gamma_1^2 = \Gamma_2^2 = \Gamma$ les termes de degré plus haut que a^2 sont nuls et on a sans aucune approximation :

$$\overline{\gamma_1}^2 = \overline{\Gamma}^2 + a^2$$

$$\overline{\gamma_2}^2 = \frac{\overline{\Gamma}^2}{4} + a^2$$

L'intérêt de cette étude est de pouvoir en traçant les courbes $\overline{\gamma_1}^2$ et $\overline{\gamma_2}^2$ en fonction de a^2 tirer respectivement $\overline{\Gamma_1^2}^2$ et $\overline{\Gamma_2^2}^2$ (ordonnées à l'origine), d'où deux coefficients de relaxations mesurés, le troisième Γ_0^2 peut être tiré à partir de la mesure de la largeur de l'effet Hanle

$$\Delta\omega = 2\sqrt{\frac{\Gamma_0^2\,\Gamma_1^2\,\Gamma_2^2}{\Gamma_0^2 + 3\Gamma_2^2}}$$

et ainsi mesurer la valeur des 3 coefficients de relaxation pour des

conditions déterminées de l'expérience. En variant la pression du gaz (cible), ou l'énergie du faisceau excitant, comme paramètres de l'expérience, on pourrait tracer des réseaux de courbes de ces 3 coefficients Γ^2_q (q = 0,1,2) et ainsi connaître la nature de l'interaction atome excité - atome neutre.

Pour avoir une idée des amplitudes des 2 lorentziennes composantes de B_{45}, il faut calculer les coefficients B et C en identifiant les numérateurs :

$$B\,(\bar{\gamma}_2^{\,2} - \bar{\gamma}_1^{\,2}) = \frac{2\,K\,a}{4\,\Gamma_0^2}\,[4\,\Gamma_1^2\;\bar{\gamma}_1^{\,2} - \Gamma_2^2\;(a^2 + \Gamma_1^2\,\Gamma_2^2)]$$

$$C\,(\bar{\gamma}_1^{\,2} - \bar{\gamma}_2^{\,2}) = \frac{2\,K\,a}{4\,\Gamma_0^2}\,[4\,\Gamma_1^2\;\bar{\gamma}_2^{\,2} - \Gamma_2^2\;(a^2 + \Gamma_1^2\,\Gamma_2^2)]$$

En se limitant aux faibles champs transversaux (1er ordre en a^2) on a en posant :

$$\bar{\gamma}_1^{\,2} = \bar{\Gamma}_1^{\,2} + \alpha\,a^2$$

$$\bar{\gamma}_2^{\,2} = \frac{\bar{\Gamma}_2^{\,2}}{4} + \beta\,a^2$$

$$B = \frac{K\,a}{2\,\Gamma_0^2} \cdot \frac{\Gamma_1^2\,(4\,\bar{\Gamma}_1^{\,2} - \bar{\Gamma}_2^{\,2}) + a^2\,(4\,\alpha\Gamma_1^2 - \Gamma_2^2)}{\frac{\bar{\Gamma}_2^{\,2}}{4} - \bar{\Gamma}_1^{\,2} + (\beta-\alpha)\,a^2}$$

$$C = -\frac{K\,a}{2\,\Gamma_0^2} \cdot \frac{a^2\;(4\,\beta\,\Gamma_1^2 - \Gamma_2^2)}{\frac{\bar{\Gamma}_2^{\,2}}{4} - \bar{\Gamma}_1^{\,2} + (\beta-\alpha)\,a^2}$$

On voit que quand le champ transversal tend vers 0 les 2 lo-

rentziennes tendent vers 0 mais que la 2ème lorentzienne d'amplitude $\frac{C}{\overline{\gamma_2}^2}$ et de largeur limite Γ_2^2 tend plus rapidement vers 0 que la 1ère lorentzienne d'amplitude $\frac{B}{\overline{\gamma_1}^2}$ et de largeur limite $2\,\Gamma_1^2$.

2/ Décomposition de B_{90} :

De la même façon on a :

$$B_{90} = K \frac{4\,\overline{\omega}^4 + (\overline{\Gamma_2^2}^2 + 4\,\overline{\Gamma_1^2}^1 - 2a^2)\,\overline{\omega}^2 + \overline{\Gamma_1^2}^2\,\overline{\Gamma_2^2}^2 + \Gamma_1^2\,\Gamma_2^2\,a^2}{4\Gamma_0^2\,\overline{\omega}^4 + [\Gamma_0^2(\overline{\Gamma_2^2}^2 + 4\overline{\Gamma_1^2}^2) + (12\Gamma_1^2 - 4\Gamma_0^2)a^2]\overline{\omega}^2 + (\Gamma_0^2+3\Gamma_2^2)a^4 + \Gamma_1^2\,\Gamma_2^2\,(2\Gamma_0^2+3\Gamma_2^2)a^2 + \Gamma_0^2\,\overline{\Gamma_1^2}^2\,\overline{\Gamma_2^2}^2}$$

qu'on identifie à :

$$B_{90} = A' + \frac{B'}{\overline{\gamma_1}^2 + \overline{\omega}^2} + \frac{C'}{\overline{\gamma_2}^2 + \overline{\omega}^2}$$

$\overline{\gamma_1}^2$ et $\overline{\gamma_2}^2$ sont identiques à celles calculées dans le cas de B_{45}, mais on tire pour les coefficients A', B' et C' :

$$A' = \frac{K}{\overline{\Gamma_0^2}}$$

$$B'\,(\gamma_1^2 - \gamma_2^2) = K \frac{2\,(\Gamma_0^2 - 6\Gamma_1^2)\,a^2\,\overline{\gamma_1}^2 + (\Gamma_0^2+3\Gamma_2^2)\,a^4 + \Gamma_1^2\,\Gamma_2^2\,(\Gamma_0^2+3\Gamma_2^2)\,a^2}{4\,\overline{\Gamma_0^2}^2}$$

$$C'\,(\gamma_2^2 - \gamma_1^2) = K \frac{2\,(\Gamma_0^2 - 6\Gamma_1^2)\,a^2\,\overline{\gamma_2}^2 + (\Gamma_0^2+3\Gamma_2^2)\,a^4 + \Gamma_1^2\,\Gamma_2^2\,(\Gamma_0^2+3\Gamma_2^2)\,a^2}{4\,\overline{\Gamma_0^2}^2}$$

Quand a → o on remarque que dans ce cas les 2 lorentziennes tendent vers o de la même façon, et dans le cas de collisions isotropes le rapport de leurs amplitudes $\frac{C'}{B'} \cdot \frac{\gamma_2^2}{\gamma_1^2} \xrightarrow[a \to o]{} 1$.

F/ Mise en évidence de l'anisotropie :

La méthode exposée en (E) concernant la décomposition de B_{90} et B_{45} en deux lorentziennes est la plus significative car on peut ainsi avoir la mesure de deux coefficients de relaxation, le troisième étant donné par la largeur à mi-hauteur de la courbe Hanle d'absorption (H.A.) ou de dispersion (H.D.). Mais malheureusement l'ajustement des courbes expérimentales sur deux lorentziennes théoriques est, dans ce cas, non significatif comme on le verra en dépouillant les courbes de la partie expérimentale, ce qui nous a amené à mettre en évidence l'anisotropie des collisions par d'autres méthodes moins riches en informations:

1°/ Comme on a vu précédemment, les deux courbes Hanle cas (a) ont même largeur à mi-hauteur

$$\Delta \omega_o = 2 \sqrt{\frac{\Gamma_0^2 \, \Gamma_1^2 \, \Gamma_2^2}{\Gamma_0^2 + 3\Gamma_2^2}} ,$$

et des amplitudes :

Amplitude (H.A.) : $A_1 = \frac{K}{\Gamma_0^2}$

Amplitude (H.D.) : $A_2 = \frac{2K}{\Gamma_0^2 \, \Gamma_1^2} \times \sqrt{\frac{\Gamma_0^2 \, \Gamma_1^2 \, \Gamma_2^2}{\Gamma_0^2 + 3\Gamma_0^2}}$

Le rapport des amplitudes de ces deux courbes est :

$$R = \frac{A_1}{A_2} = \frac{\Gamma_1^2}{2\sqrt{\frac{\Gamma_0^2 \, \Gamma_1^2 \, \Gamma_2^2}{\Gamma_0^2 + 3\Gamma_2^2}}}$$

On remarque que dans le cas de collisions isotropes, $\Gamma_0^2 = \Gamma_1^2 = \Gamma_2^2 = \Gamma$. Ce rapport est strictement égal à 1, et en mesurant ce rapport on peut déceler l'existence de l'anisotropie.

Cette méthode très simple à réaliser expérimentalement (car il suffit de changer la phase à la détection) n'est pas très significative car les 3 coefficients de relaxation Γ_0^2, Γ_1^2, et Γ_2^2 peuvent avoir des valeurs très différentes (existence d'une forte anisotropie), mais convenablement étagés pour que R ne soit pas différent de 1.

2°/ La méthode qu'on a adopté définitivement est de résoudre numériquement (calcul machine) l'équation aux racines de B_{90} et B_{45}, dans deux cas particuliers :

- le cas isotrope : $\Gamma_0^2 = \Gamma_1^2 = \Gamma_2^2 = \Gamma$ avec Δ = largeur Hanle = Γ

- le cas anisotrope : recul de la cible perpendiculaire au faisceau, où l'interaction atome excité - atome au fondamental est du type VAN DER WAALS ; on a dans ce cas :

$$\Gamma_0^2 = 0{,}61 \quad , \quad \Gamma_1^2 = \Gamma_2^2 = 0{,}78$$

$$\text{avec } \Delta = \text{largeur Hanle} = 2\sqrt{\frac{\Gamma_0^2\ \Gamma_1^2\ \Gamma_2^2}{\Gamma_0^2 \quad \Gamma_2^2}} = 0{,}709$$

Dans ces deux cas particuliers, la résolution numérique peut se faire de deux manières :

- Résolution directe de l'équation aux racines (ω_o) qu'on appelle résolution Brossel. On tire la valeur de la demi-largeur à mi-hauteur de B_{90} (qu'on appelle Γ B90) ou de B_{45} (qu'on appelle Γ B45). On trace ensuite les
Brossel Brossel

courbes correspondantes en unités réduites en fonction du champ magnétique transversal $\frac{H}{\Delta}$ transversal (Δ étant la largeur à mi-hauteur de la courbe Hanle). Plus exactement, on tracera :

$$\left(\frac{\Gamma \text{ B45 ou 90}}{\Delta}\right)^2 \text{ Brossel} \quad \text{en fonction de} \quad \left(\frac{H}{\Delta} \text{ transversal}\right)^2$$

- Connaissant les expressions théoriques des deux lorentziennes composantes de B_{90} (ou B_{45}) on identifiera celle-ci à une seule lorentzienne dont on tirera la largeur à mi-hauteur et l'amplitude en minimisant l'erreur de l'identification :

soit $\frac{A_1}{1 + (\frac{\omega}{\Gamma_1})^2}$ la 1ère lorentzienne d'amplitude A_1 et de $\frac{1}{2}$ largeur à mi-hauteur Γ_1. ω = champ longitudinal de balayage.

et $\frac{A_2}{1 + (\frac{\omega}{\Gamma_2})^2}$ la 2ème lorentzienne d'amplitude A_2 et de $\frac{1}{2}$ largeur à mi-hauteur Γ_2.

soit $\frac{\alpha}{1 + (\frac{\omega}{\gamma})^2}$ la lorentzienne d'amplitude α et de $\frac{1}{2}$ largeur à mi-hauteur γ qu'on identifie à la courbe somme des 2 lorentziennes précédentes.

L'erreur quadratique moyenne provenant de cette identification s'exprime par la fonction :

$$I(\alpha,\gamma) = \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\frac{A_1}{1 + (\frac{\omega}{\Gamma_1})^2} + \frac{A_2}{1 + (\frac{\omega}{\Gamma_2})^2} - \frac{\alpha}{1 + (\frac{\omega}{\gamma})^2} \right]^2 d\omega$$

Pour que l'identification ait un sens il faut que cette fonction soit minimale, ce qui nous permettra les valeurs adéquates de α_0 et γ_0. On doit avoir simultanément :

$$\frac{d\, I(\alpha,\gamma)}{d\,\alpha} = 0 \quad \text{et} \quad \frac{d\, I(\alpha,\gamma)}{d\,\gamma} = 0$$

Les calculs (cf. appendice 5) permettent de tirer par résolution numérique la valeur de α_o et γ_o en fonction du champ magnétique transversal. On tracera

$$\left(\frac{\gamma_o}{\Delta}\right)^2 \text{ en fonction de } \left(\frac{H \text{ transversal}}{\Delta}\right)^2$$

pour avoir une courbe en unités réduites.

Les tableaux de valeurs dressés dans les deux types de résolution ainsi que les courbes théoriques seront détaillés en même temps que les résultats et les courbes expérimentales.

La comparaison des courbes expérimentales aux courbes théoriques correspondant aux deux types particuliers de collision, isotropes ou anisotropes avec interaction VAN DER WAALS, permet d'affirmer si les collisions auxquelles on a affaire sont isotropes ou non, et dans le dernier cas si les collisions sont du type VAN DER WAALS ou non.

G/ Remarque importante :

Dans le deuxième type de résolution par identification de la courbe théorique à une seule lorentzienne, on a considéré que la courbe théorique B_{90} ou B_{45} (pseudo-Brossel) est une courbe allant de $-\infty$ à $+\infty$ en fonction du champ magnétique de balayage $\omega = \omega z$; ce qui n'est pas le cas des courbes expérimentales dont les bornes sont limitées, et la comparaison des courbes expérimentales et théoriques tombe en défaut.

Pour cela, on a refait l'identification des deux lorentziennes théoriques à une seule lorentzienne ayant des bornes de balayage bien déterminées, celles des courbes expérimentales, en tenant compte alors de la base (constante continue) de cette dernière lorentzienne.

L'erreur quadratique moyenne à minimiser devient alors :

$$I(\alpha,\gamma,\delta) = \int_{-B}^{+B} \left[\frac{A_1}{1+\left(\frac{\omega}{\Gamma_1}\right)^2} + \frac{A_2}{1+\left(\frac{\omega}{\Gamma_2}\right)^2} - \left(\frac{\alpha}{1+\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2} + \delta \right) \right]^2 d\omega$$

En minimisant l'erreur, on doit avoir :

$$\frac{d\, I(\alpha,\gamma,\delta)}{d\,\alpha} \qquad \frac{d\, I(\alpha,\gamma,\delta)}{d\,\gamma} \qquad \frac{d\, I(\alpha,\gamma,\delta)}{d\,\delta} = 0$$

Un système de 3 équations à 3 inconnues, α_o, γ_o, et δ_o détaillé dans l'appendice (6) avec le calcul machine correspondant.

APPENDICE 1

D'après les notations de (4) :

$$d^{(1)}_{+} = -\frac{1}{\sqrt{2}}\,(dx + idy)$$

$$d^{(1)}_{-} = \frac{1}{\sqrt{2}}\,(dx - idy)$$

$$d^{(1)}_{o} = dz$$

De la même façon, on définit les composantes de $E^{(1)}$, bien que $\vec{E}$ n'est pas un opérateur. D'où la forme exacte du produit scalaire :

$$\vec{d}.\vec{E} = \sum_{q'} (-)^{q'}\, E^{(1)}_{-q'}\, d^{(1)}_{q'}$$

d'où : $$\mathcal{H}_{Jm\,Jm'} = \sum_{\substack{J_1 m_1 \\ q'q''}} (-)^{q'}\,(-)^{q''}\,E_{-q''}\,\frac{\langle Jm|dq'|J_1m_1\rangle\,\langle J_1m_1|dq''|Jm_1\rangle}{E_J - E_{J_1}}$$

Or, d'après (5)

$$\langle Jm|d^{(1)}_{q'}|J_1m_1\rangle = (-)^{J-m}\,\langle J||d^{(1)}||J_1\rangle \begin{pmatrix} J & 1 & J_1 \\ -m & q' & m_1 \end{pmatrix}$$

et $$\langle J_1m_1|d^{(1)}_{q''}|Jm'\rangle = (-)^{J_1-m_1}\,\langle J_1||d^{(1)}||J\rangle \begin{pmatrix} J_1 & 1 & J \\ -m_1 & q'' & m' \end{pmatrix}$$

J ou J_1 peut être entier ou demi-entier mais (J-m) et (J_1-m_1) est toujours entier.

En utilisant la formule de (6) et de (7) on aura :

$$\mathcal{H}_{Jm\,Jm'} = (-)^{J-m} \sum_{g\,mg} (-)^{mg}(2g+1)\begin{pmatrix} J & J & g \\ m' & -m & mg \end{pmatrix} \times \sum_{J_1} \frac{\langle J||d||J_1\rangle\,\langle J_1||d||J\rangle}{E_J - E_{J_1}} \begin{Bmatrix} J & J & g \\ 1 & 1 & J_1 \end{Bmatrix} (-)^{2J_1} \times$$

$$\sum_{q'q''} (-)^{q'}(-)^{q''}\,E_{-q'}\,E_{-q''}\begin{pmatrix} 1 & 1 & g \\ q'' & q' & -mg \end{pmatrix}$$

Les règles de sélection de (8) donnent :

$$m' - m = mg$$
$$q'' + q' = mg$$

$$o < g < 2J \quad ou \quad o < g < 2$$

De même pour $J > 2$ car pour $g > 2$ $\begin{pmatrix} 1 & 1 & g \\ q'' & q' & -mg \end{pmatrix}$ est nul.

En se servant de (9), de la valeur $\langle J||T^{(g)}||J\rangle = \sqrt{2g+1}$ de l'élément réduit, et en appelant $g = k$, on arrive à l'expression de

$$V^k_q = \sum_{J_1} (-)^{2J_1} \frac{\langle J||d||J_1\rangle \langle J_1||d||J\rangle}{E_J - E_{J_1}} \begin{Bmatrix} J & J & K \\ 1 & 1 & J_1 \end{Bmatrix} \times \sum_{q'q''} E_{q'}, E_{q''} \langle 1\ 1\ q'q''|K\ q\rangle$$

APPENDICE 2

$$\text{Trace}\,([R\,T^2_o\,R^+,\,T^{k'}_{q'}]\,T^{k+}_q) = \sum_{q''} (\text{trace}\,[T^2_{q''},T^{k'}_{q'}]\,T^{k+}_q)[R\,T^2_o\,R^+]_{q''}$$

$$\text{car}\quad R\,T^2_o\,R^+ = \sum_{q''} R^2_{q''}\,T^2_{q''} = \sum_{q''} [R\,T^2_o\,R^+]_{q''}\,T^2_{q''}$$

$$\text{d'où}\ Tr = \sum_{q''} [R\,T^2_o\,R^+]_{q''} \sum_{\substack{mm'\\ m''}} \langle Jm|T^2_{q''}|Jm'\rangle \langle Jm'|T^{k'}_{q'}|Jm''\rangle \langle Jm''|T^{k^+}_q|Jm\rangle$$

$$- \langle Jm|T^{k'}_{q'}|Jm'\rangle \langle Jm'|T^2_{q''}|Jm''\rangle \langle Jm''|T^{k^+}_q|Jm\rangle$$

Or, d'après (10) on a :

$$\langle Jm|T^2_{q''}|Jm'\rangle = (-)^{J-m} \langle J||T^{(2)}||J\rangle \begin{pmatrix} J & 2 & J \\ -m & q'' & m' \end{pmatrix}$$

$$\langle Jm'|T^{k'}_{q'}|Jm''\rangle = (-)^{J-m'} \langle J||T^{(k')}||J\rangle \begin{pmatrix} J & K' & J \\ -m' & q' & m'' \end{pmatrix}$$

$$\langle Jm''|T^{k^+}_q|Jm\rangle = (-)^q \langle Jm''|T^k_{-q}|Jm\rangle = (-)^q\,(-)^{J-m''} \langle J||T^{(k)}||J\rangle \begin{pmatrix} J & K & J \\ -m'' & -q & -m \end{pmatrix}$$

$$\text{et}\ \langle J||T^{(k)}||J\rangle = \sqrt{2k+1}$$

D'où la sommation sur m, m', et m" qu'on nomme A devient :

$$\sum_{\substack{mm'\\ m''}} (-)^{3J-m-m'-m''}\,(-)^q\,\sqrt{5\,(2k+1)(2k'+1)} \begin{pmatrix} J & 2 & J \\ -m & q'' & m' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J & k' & J \\ -m' & q' & m'' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J & k & J \\ -m'' & -q & -m \end{pmatrix}$$

$$- (-)^{3J-m-m'-m''}\,(-)^q\,\sqrt{5\,(2k+1)(2k'+1)} \begin{pmatrix} J & k' & J \\ -m & q' & m' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J & 2 & J \\ -m' & q'' & m'' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J & k & J \\ -m'' & -q & -m \end{pmatrix} = A$$

En appliquant la formule de [6] on obtient :

$$A = \sqrt{5(2k+1)(2k'+1)}\ (-)^{2J+q}\ (-1 + (-)^{k+k'}) \begin{pmatrix} k' & k & 2 \\ q' & -q & q'' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} k & k' & 2 \\ J & J & J \end{pmatrix}$$

et $Tr = \sum_{q''} [\, R\ T_o^2\ R^+ \,]_{q''}\ A$ donc $[\, R\ T_o^2\ R^+, \rho \,] = \sum_{k'q'q''} \rho^{k'}_{q'} [\, R\ T_o^2\ R^+ \,]_{q''}\ A$

Alors :

$$[\, \mathcal{H}, \rho^{k}_{q} \,] = \alpha E^2 \sum_{k'q'q''} \rho^{k'}_{q'} [\, R\ T_o^2\ R^+ \,]_{q''} \sqrt{5\ (2k+1)(2k'+1)} \begin{Bmatrix} k & k' & 2 \\ J & J & J \end{Bmatrix} (-)^{2J+q}$$

$$\times [\, -1 + (-)^{k+k'} \,] \begin{pmatrix} k' & k & 2 \\ q' & -q & q'' \end{pmatrix}$$

APPENDICE 3

Le champ magnétique H_o étant dirigé selon ox :

$$\mathcal{H} = \mu\beta\, g_J\, H_o\, Jx \quad \text{et} \quad [\mathcal{H}, \rho^k_q] = \mu\beta\, g_J\, Ho\, [Jx, \rho]^k_q = \omega\, \text{Trace}\,([Jx,\rho]\, T^{k\,+}_q)$$

Or, $\rho = \sum_{k'q'} \rho^{k'}_{q'}\, T^{k'}_{q'}$ donc :

$$[\mathcal{H}, \rho^k_q] = \omega \sum_{k'q'} \rho^{k'}_{q'}\, \text{Tr}([Jx,\, T^{k'}_{q'}]\, T^{k\,+}_q)$$

Or $Jx = \frac{J- + J+}{2}$ et $[J\pm, T^{k'}_{q'}] = \sqrt{k'(k'+1) - q'(q'\pm1)}\; T^{k'}_{q'\pm1}$

Alors $[Jx, T^{k'}_{q'}] = \frac{1}{2}[(J- + J+), T^{k'}_{q'}] = \frac{1}{2}([J-, T^{k'}_{q'}] + [J+, T^{k'}_{q'}])$

D'où en remplaçant :

$$[\mathcal{H}, \rho]^k_q = \frac{\omega}{2} \sum_{k'q'} \rho^{k'}_{q'} \left(\sqrt{k'(k'+1)-q'(q'-1)}\; T^{k'}_{q'-1} + \sqrt{k'(k'+1)-q'(q'+1)}\; T^{k'}_{q'+1}\right)$$

Or : $\text{Tr}\,[T^{k'}_{q'-1}\, T^{k+}_q] = \delta_{kk'}\, \delta_{qq'-1}$

et : $\text{Tr}\,[T^{k'}_{q'+1}\, T^{k+}_q] = \delta_{kk'}\, \delta_{q\,q'+1}$

Enfin :

$$[\mathcal{H}, \rho]^k_q = \frac{\omega}{2} \left(\sqrt{k(k+1)-q(q+1)}\; \rho^k_{q+1} + \sqrt{k(k+1)-q(q-1)}\; \rho^k_{q-1}\right)$$

APPENDICE 4

L'évolution de la matrice densité globale est représentée, dans le nouveau système d'axes, par :

$$(1) \quad -\gamma\rho_1^1 - i\,\omega\,\rho_1^1 - \Gamma_{11}^{12}\,\rho_1^2 - \Gamma_{1-1}^{12}\,\rho_{-1}^2 - \Gamma\,\rho_1^1 = 0$$

$$(2) \quad -\gamma\rho_o^1 - \Gamma_{o2}^{12}\,\rho_2^2 - \Gamma_{o-2}^{12}\,\rho_{-2}^2 - \Gamma\,\rho_o^1 = 0$$

$$(3) \quad -\gamma\rho_{-1}^1 + i\,\omega\,\rho_{-1}^1 - \Gamma_{-11}^{12}\,\rho_1^2 - \Gamma_{-1-1}^{12}\,\rho_{-1}^2 - \Gamma\,\rho_{-1}^1 = 0$$

$$(4) \quad \rho_2^{(o)2} - \gamma\rho_2^2 - 2\,i\,\omega\,\rho_2^2 - \Gamma\,\rho_2^2 - \Gamma_{2o}^{21}\,\rho_o^1 = 0$$

$$(5) \quad \rho_1^{(o)2} - \gamma\rho_1^2 - i\,\omega\,\rho_1^2 - \Gamma\,\rho_1^2 - \Gamma_{11}^{21}\,\rho_1^1 - \Gamma_{1-1}^{21}\,\rho_{-1}^1 = 0$$

$$(6) \quad \rho_o^{(o)2} - \gamma\,\rho_o^2 - \Gamma\,\rho_o^2 = 0$$

$$(7) \quad \rho_{-1}^{(o)2} - \gamma\,\rho_{-1}^2 + i\,\omega\,\rho_{-1}^2 - \Gamma\,\rho_{-1}^2 - \Gamma_{-11}^{21}\,\rho_1^1 - \Gamma_{-1-1}^{21}\,\rho_{-1}^1 = 0$$

$$(8) \quad \rho_{-2}^{(o)2} - \gamma\,\rho_{-2}^2 + 2\,i\,\omega\,\rho_{-2}^2 - \Gamma\,\rho_{-2}^2 - \Gamma_{-20}^{21}\,\rho_o^1 = 0$$

Des équations (2) et (4) on tire :

$$\rho_o^1 = \frac{4\,i\,\omega\,\Gamma_{o2}^{12}\,\rho_2^{(o)2}}{(\gamma+\Gamma)\left[(\gamma+\Gamma)^2 + 4\omega^2 - 2\,(\Gamma_{o2}^{12})^2\right]}$$

$$\text{Ré}\ \rho_2^2 = \frac{\left[(\gamma+\Gamma)^2 - 2(\Gamma_{o2}^{12})^2\right]\rho_2^{(o)2}}{\gamma+\Gamma} \times \frac{1}{\left[(\gamma+\Gamma)^2 - 2\,(\Gamma_{o2}^{12})^2 + 4\,\omega^2\right]}$$

APPENDICE 5

$$I(\alpha,\gamma) = \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\frac{A_1}{1+\left(\frac{x}{\Gamma_1}\right)^2} + \frac{A_2}{1+\left(\frac{x}{\Gamma_2}\right)^2} - \frac{\alpha}{1+\left(\frac{x}{\gamma}\right)^2} \right]^2 dx$$

$\frac{dI(\alpha,\gamma)}{d} = o$ donne lieu à l'équation :

$$\alpha \gamma I_o - A_1 I_1 - A_2 I_2 = o$$

avec : $I_o = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\left(\frac{x}{\gamma}\right)}{\left[1+\left(\frac{x}{\gamma}\right)^2\right]^2} = \frac{\pi}{2}$

$$I_1 = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dx}{\left[1+\left(\frac{x}{\Gamma_1}\right)^2\right]\left[1+\left(\frac{x}{\gamma}\right)^2\right]}$$

$$I_2 = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dx}{\left[1+\left(\frac{x}{\Gamma_2}\right)^2\right]\left[1+\left(\frac{x}{\gamma}\right)^2\right]}$$

Pour calculer I_1 ou I_2 on décompose en :

$$I_1 = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{B\ dx}{1+\left(\frac{x}{\Gamma_1}\right)^2} + \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{C\ dx}{1+\left(\frac{x}{\gamma}\right)^2} = B\,\Gamma_1\pi + C\,\gamma\,\pi$$

avec : $B = \frac{\gamma^2}{\gamma^2-(\Gamma_1)^2}$ et $C = \frac{-(\Gamma_1)^2}{\gamma^2-(\Gamma_1)^2}$

D'où on tire : $I_2 = \pi \frac{\gamma\ \Gamma_2}{\gamma+\Gamma_2}$ et $I_1 = \pi \frac{\gamma\ \Gamma_1}{\gamma+\Gamma_1}$

et on a l'équation :

$$\frac{dI(\alpha,\gamma)}{d\ \alpha} = \frac{\alpha}{2} - \frac{A_1\ \Gamma_1}{\gamma+\Gamma_1} - \frac{A_2\ \Gamma_2}{\gamma+\Gamma_2} = 0 \qquad (1)$$

De la même manière $\frac{dI\ (\alpha,\gamma)}{d\ \gamma} = 0$ donne :

$$\alpha\ I'_o - \frac{A_1}{\gamma^3}\ I'_1 - \frac{A_2}{\gamma^3}\ I'_2 = 0$$

avec : $$I'_o = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{(\frac{x}{\gamma})^2\ d\ (\frac{x}{\gamma})}{[\ 1 + (\frac{x}{\gamma})^2\ ]^3}$$

$$I'_1 = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{x^2\ \ dx}{[1+(\frac{x}{\Gamma_1})^2\ ]\ [1+(\frac{x}{\gamma})^2\ ]^2}$$

$$I'_2 = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{x^2\ \ dx}{[1+(\frac{x}{\Gamma_2})^2\ ]\ [1+(\frac{x}{\gamma})^2\ ]^2}$$

en posant $\frac{x}{\gamma} = \operatorname{tg}\alpha$ on tire :

$$I'_o = \int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} \sin^2\alpha \cos^2\alpha \, dx = \frac{\pi}{8}$$

Pour calculer I'_1 on a :

$$\frac{x^2}{\left[1+\left(\frac{x}{\Gamma_1}\right)^2\right]\left[1+\left(\frac{x}{\gamma}\right)^2\right]^2} = \frac{B}{\left[1+\left(\frac{x}{\Gamma_1}\right)^2\right]} + \frac{Cx^2+E}{\left[1+\left(\frac{x}{\gamma}\right)^2\right]^2}$$

avec : $B = \dfrac{-\gamma^4 (\Gamma_1)^2}{\left[\gamma^2 - (\Gamma_1)^2\right]^2}$

$$C = \frac{(\Gamma_1)^4}{\left[\gamma^2 - (\Gamma_1)^2\right]^2}$$

$$E = \frac{\gamma^4 (\Gamma_1)^2}{\left[\gamma^2 - (\Gamma_1)^2\right]^2}$$

ce qui donne : $I'_1 = \frac{\pi}{2} \dfrac{(\Gamma_1)^2 \gamma^3}{(\gamma + \Gamma_1)^2}$

De même : $I'_2 = \frac{\pi}{2} \dfrac{\gamma^3 (\Gamma_2)^2}{(\gamma + \Gamma_2)^2}$

Enfin, on a, en remplaçant dans l'équation :

$$\frac{\alpha}{4} - \frac{A_1 (\Gamma_1)^2}{(\gamma + \Gamma_1)^2} - \frac{A_2 (\Gamma_2)^2}{(\gamma + \Gamma_2)^2} = 0 \qquad (2)$$

Il s'agit de tirer du système de 2 équations (1) et (2) la valeur de γ_o qui les vérifie simultanément. On aura à résoudre l'équation :

$$\frac{A_1 \Gamma_1}{\gamma_o + \Gamma_1} + \frac{A_2 \Gamma_2}{\gamma_o + \Gamma_2} - \frac{2 A_1 \Gamma_1^2}{(\gamma_o + \Gamma_1)^2} - \frac{2 A_2 \Gamma_2^2}{(\gamma_o + \Gamma_2)^2} = 0 \qquad (3)$$

C'est une équation de 3ème degré en γ_o. On la résout numériquement par itération. En appelant (3) $F(\gamma_o) = 0$ on calcule la dérive $F'(\gamma_o)$. Si γ_i est la valeur de départ qu'on donne à γ_o, après une itération on a :

$$\gamma_1 = \gamma_i - \frac{F(\gamma_i)}{F'(\gamma_i)}$$

Après n itération on arrive à $\gamma_n - 1 = \gamma_n$ = solution γ_o cherchée

Or $F(\gamma_o)$ peut s'écrire :

$$F(\gamma_o) = \frac{\frac{\gamma_o}{\Gamma_1} - 1}{\left(\frac{\gamma_o}{\Gamma_1} + 1\right)^2} + \frac{A_2}{A_1} \cdot \frac{\frac{\gamma_o}{\Gamma_2} - 1}{\left(\frac{\gamma_o}{\Gamma_2} + 1\right)^2}$$

Or, dans le cas de collisions isotropes on connait A_1, A_2, Γ_1, et Γ_2 en fonction du champ transversal H_1. On écrit le tout en unités réduites, soit :

$$\frac{H_1}{\Delta} = U \; ; \; \frac{A_2}{A_1} = V \; ; \; \frac{\gamma_o}{\Gamma_1} = X \; ; \; \frac{\gamma_o}{\Gamma_2} = Y \; ; \; \frac{\gamma_o}{\Delta} = M$$

d'où : $\left(\frac{\Gamma_1}{\Delta}\right)^2 = 1 + U^2$; $\left(\frac{\Gamma_2}{\Delta}\right)^2 = 0{,}25 + U^2$; et $V = \frac{1 - 4U^2}{1 + 4U^2}$ dans le cas de

et $V = \frac{-4U^2}{1+4U^2}$ dans le cas de B_{45}

On a alors :

$$F(M) = \frac{X-1}{(X+1)^2} + V\,\frac{Y-1}{(Y+1)^2}$$

Le calcul se fait alors par un programme machine :

```
0 * (M↑2 IMP)* X[* o + M/ R A C (1 + (U ↑ 2 I M P))] * Y[ * o + M/ R A C
(0,25 + U ↑ 2)] * V[  * o + (1 - 4 * U ↑ 2) /(4 * U ↑ 2 + 1)] + M - ((X - 1)/
(X  + 1)↑ 2 + V * (Y - 1)/ (Y + 1)↑ 2) / ((3 - X)/(X + 1) ↑ 3/ R A C (1 + U↑ 2)
+ V * (3 - Y) / (Y + 1) ↑ 3 / R A C (0,25 + U ↑ 2)) R E P (5) F O R (15,5) ; >
```

Dans le cas de B_{45} il suffit de changer l'expression de V en :

```
... * V[ *o + (-4 x U ↑ 2) / (4 x U ↑ 2 + 1)]+ ...
```

APPENDICE 6

On tient compte ici des bornes déterminées de l'intégrale, et comme dans l'appendice (5)on a :

$$I(\alpha,\gamma,\delta) = \int_{-B}^{+B} \left[\frac{A_1}{1+\left(\frac{x}{\Gamma_1}\right)^2} + \frac{A_2}{1+\left(\frac{x}{\Gamma_2}\right)^2} - \left(\frac{\alpha}{1+\left(\frac{x}{\gamma}\right)^2} + \delta\right)\right]^2 dx$$ qu'il faut

minimiser en fonction des 3 paramètres α,γ,δ :

$$\frac{dI(\alpha,\gamma,\delta)}{d\alpha} = o \; ; \quad \frac{dI(\alpha,\gamma,\delta)}{d\gamma} = o \; ; \quad \text{et} \quad \frac{dI(\alpha,\gamma,\delta)}{d\delta} = o$$

Pour calculer $I(\alpha,\gamma,\delta)$, on aura à calculer 3 types d'intégrale :

$$1°/ \int_{-B}^{+B} \left[\frac{A}{1+\left(\frac{x}{\Gamma}\right)^2}\right]^2 dx$$ qu'on trouve égal à $= A^2\Gamma\left[\text{Arctg}\,\frac{B}{\Gamma} + \frac{B\,\Gamma}{B^2+\Gamma^2}\right]$

$$2°/ \int_{-B}^{+B} \frac{A\,dx}{1+\left(\frac{x}{\Gamma}\right)^2} = 2\,A\,\Gamma\,\text{Arctg}\,\frac{B}{\Gamma}$$

$$3°/ \int_{-B}^{+B} \frac{A_1\,A_2\,dx}{\left[1+\left(\frac{x}{\gamma_1}\right)^2\right]\left[1+\left(\frac{x}{\gamma_2}\right)^2\right]} = \frac{2\,A_1\,A_2\,\gamma_1\,\gamma_2}{\gamma_2^2 - \gamma_1^2}\left[\gamma_2\,\text{Arctg}\,\frac{B}{\gamma_1} - \gamma_1\,\text{Arctg}\,\frac{B}{\gamma_2}\right]$$

Ce qui permet de tirer la valeur de $I(\alpha,\gamma,\delta)$:

$$I(\alpha,\gamma,\delta) = \bar{A}_1^2 \gamma_1 \left[\text{Arctg} \frac{B}{\bar{\gamma}_1} + \frac{B\gamma_1}{B^2+\bar{\gamma}_1^2} \right] + \bar{A}_2^2 \gamma_2 \left[\text{Arctg} \frac{B}{\gamma_2} + \frac{B\gamma_2}{B^2+\bar{\gamma}_2^2} \right]$$

$$+ \alpha^2 \gamma \left[\text{Arctg} \frac{B}{\gamma} + \frac{B\gamma}{B^2+\gamma^2} \right] + 2B\bar{\delta}^2$$

$$+ \frac{4 A_1 A_2 \gamma_1 \gamma_2}{\bar{\gamma}_2^2 - \bar{\gamma}_1^2} \left[\gamma_2 \text{Arctg} \frac{B}{\gamma_1} - \gamma_1 \text{Arctg} \frac{B}{\gamma_2} \right]$$

$$- \frac{4 A_1 \alpha \gamma_1 \gamma}{\bar{\gamma}^2 - \bar{\gamma}_1^2} \left[\gamma \text{Arctg} \frac{B}{\gamma_1} - \gamma_1 \text{Arctg} \frac{B}{\gamma} \right]$$

$$- \frac{4 \alpha A_2 \gamma \gamma_2}{\bar{\gamma}_2^2 - \bar{\gamma}^2} \left[\gamma_2 \text{Arctg} \frac{B}{\gamma} - \gamma \text{Arctg} \frac{B}{\gamma_2} \right]$$

$$- 4\delta A_1 \gamma_1 \text{Arctg} \frac{B}{\gamma_1} - 4\delta A_2 \gamma_2 \text{Arctg} \frac{B}{\gamma_2} + 4\delta\alpha\gamma \text{Arctg} \frac{B}{\gamma}$$

Et $\frac{dI(\alpha,\gamma,\delta)}{d\alpha} = o$ donne l'équation (1) :

$$2\alpha \left[\text{Arctg} \frac{B}{\gamma} + \frac{B\gamma}{B^2+\bar{\gamma}^2} \right] - \frac{4 A_1 \gamma_1}{\bar{\gamma}^2 - \bar{\gamma}_1^2} \left[\gamma \text{Arctg} \frac{B}{\gamma_1} - \gamma_1 \text{Arctg} \frac{B}{\gamma} \right]$$

$$- \frac{4 A_2 \gamma_2}{\bar{\gamma}^2 - \bar{\gamma}_2^2} \left[\gamma \text{Arctg} \frac{B}{\gamma_2} - \gamma_2 \text{Arctg} \frac{B}{\gamma} \right] + 4\delta \text{Arctg} \frac{B}{\gamma} = o \quad (1)$$

De même $\frac{dI(\alpha,\gamma,\delta)}{d\gamma} = o$ donne l'équation (2) :

$$+ \alpha \left[\text{Arctg} \frac{B}{\gamma} + \frac{\gamma B (B^2 - \bar{\gamma}^2)}{(B^2 + \bar{\gamma}^2)^2} \right]$$

$$- 4 A_1 \gamma_1 \left[\frac{\gamma}{\bar{\gamma}^2 - \bar{\gamma}_1^2} \left(\text{Arctg} \frac{B}{\gamma_1} + \frac{B \gamma_1}{B^2 + \bar{\gamma}^2} \right) - \frac{(\bar{\gamma}^2 + \bar{\gamma}_1^2)}{(\bar{\gamma}^2 - \bar{\gamma}_1^2)^2} \left(\gamma \text{ Arctg} \frac{B}{\gamma_1} - \gamma_1 \text{ Arctg} \frac{B}{\gamma} \right) \right]$$

$$- 4 A_2 \gamma_2 \left[\frac{\gamma}{\bar{\gamma}^2 - \bar{\gamma}_2^2} \left(\text{Arctg} \frac{B}{\gamma_2} + \frac{B \gamma_2}{B^2 + \bar{\gamma}_2^2} \right) - \frac{(\bar{\gamma}^2 + \bar{\gamma}_2^2)}{(\bar{\gamma}^2 - \bar{\gamma}_2^2)^2} \left(\gamma \text{ Arctg} \frac{B}{\gamma_2} - \gamma_2 \text{ Arctg} \frac{B}{\gamma} \right) \right]$$

$$+ 4 \delta \left[\text{Arctg} \frac{B}{\gamma} - \frac{B \gamma}{B^2 + \bar{\gamma}^2} \right] = 0 \qquad (2)$$

Enfin, $\frac{dI(\alpha;\gamma,\delta)}{d\delta} = o$ donne :

$$b \delta - A_1 \gamma_1 \text{ Arctg} \frac{B}{\gamma_1} - A_2 \gamma_2 \text{ Arctg} \frac{B}{\gamma_2} + \alpha \gamma \text{ Arctg} \frac{B}{\gamma} = o \qquad (3)$$

On résout le système des 3 équations numériquement (programme Algol), ce qui nous permettra de corriger la courbe :

$$\left(\frac{\Gamma \text{ B90 ou B45}}{\Delta} \right)^2 \text{ en fonction de } \left(\frac{H}{\Delta} \text{ transversal} \right)^2$$

PARTIE EXPERIMENTALE

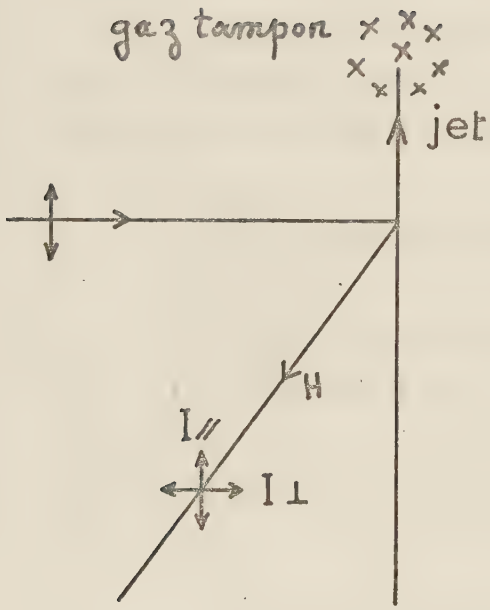
Dans cette partie, on exposera selon leur ordre chronologique toutes les expériences qu'on a faites afin de vérifier les propositions théoriques. Le passage d'une expérience à l'autre dépend de plusieurs facteurs et difficultés qu'on citera au fur et à mesure de leur apparition.

I/ JET ATOMIQUE

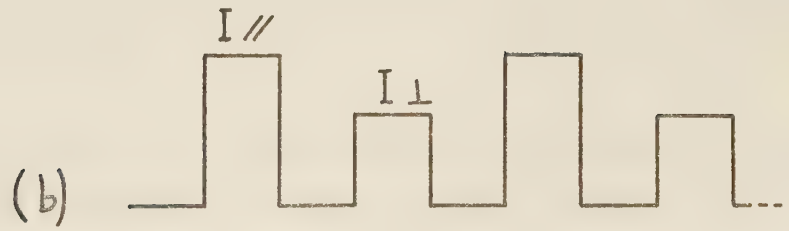
Principe :

Il s'agit ici de réaliser un jet d'atomes d'un élément bien choisi; les atomes émanant d'un four sont ensuite excités par un effet alignant (décharge haute fréquence, excitation optique, ...) et relaxent par collisions contre les atomes d'un gaz tampon dont les atomes, qui sont à l'état fondamental, ont des vitesses thermiques aléatoires. En composant les vitesses, atome relaxé - atome du gaz tampon, on aura statistiquement une direction privilégiée des collisions, celle du jet. On essayera de détecter un signal d'orientation dans une direction perpendiculaire au plan des deux effets alignants. (Fig. 12-a).

On a commencé par exciter un jet d'atomes de Calcium par une décharge H.F., ensuite, on a procédé par une excitation optique. On citera les deux expériences.



(a)



(b)

FIG. 12

EXCITATION DU CALCIUM PAR DECHARGE HAUTE FREQUENCE :

A/ Description du montage :

a) Four :

Le jet atomique émane d'un four construit en acier inox, matière non magnétique. Ce four est chauffé par des tiges de tungstène reliées en série et isolées du four par des tubes d'alumine. Un thermocouple chrome-nickel permet de mesurer la température du four. (Fig. 13).

L'élément à chauffer est enfermé dans un creuset en acier inox placé à l'intérieur du four et dont le couvercle est prolongé par un canal vertical de deux millimètres de diamètre.

b) Enceinte sous vide :

Le four est placé dans une enceinte sous vide : le groupe de pompage est composé d'une pompe secondaire Edwards F.403 de débit 300 l/s et d'une pompe primaire Beaudoin. Un système de sécurité permet de faire fonctionner l'ensemble nuit et jour sans risque de détérioration des pompes lors d'une coupure d'eau ou d'électricité.

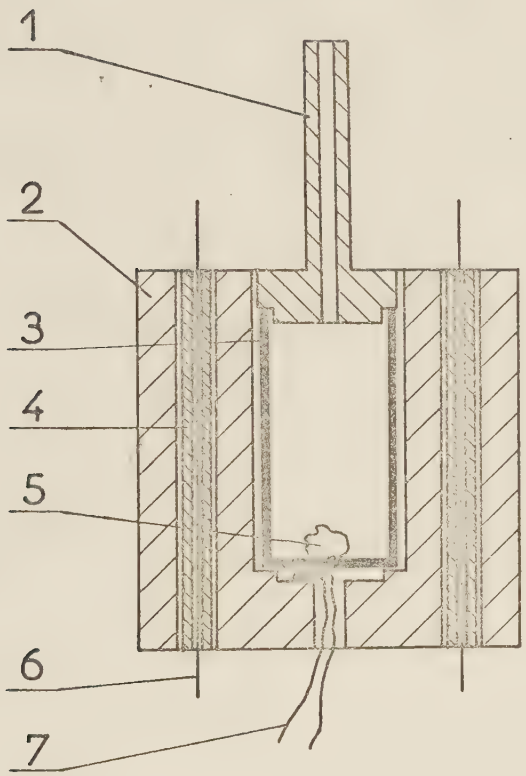
c) Cellule à décharge :

Le jet atomique passe entre les deux plaques d'un condensateur lié à un circuit oscillant excité par un émetteur haute fréquence. Ce circuit est accordé par une ligne de LECHER.

La cellule en verre où se trouve le four est mise sous un vide de l'ordre de 10^{-6} Torr. Deux fenêtres faites dans la cellule laisseront accès aux plaques du condensateur. (Fig. 14).

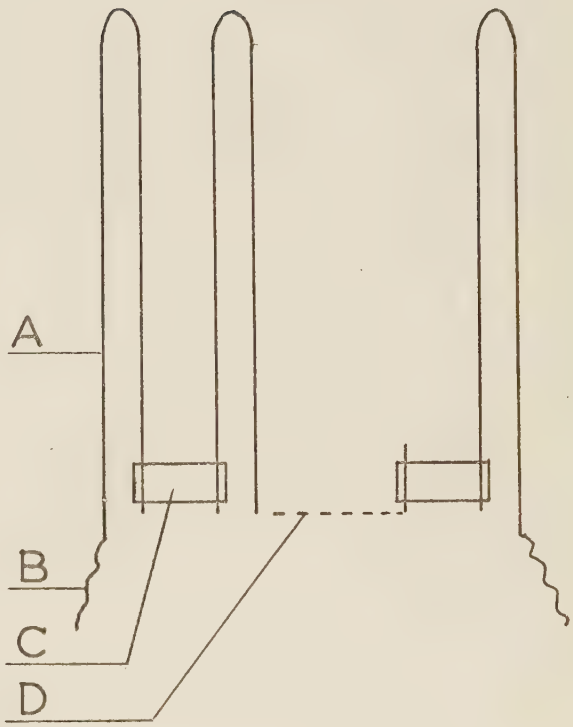
La partie supérieure de la cellule est fermée par une bride à deux sorties, l'une pour placer une jauge PIRANI SOGEV, l'autre pour faire introduire le gaz tampon. Ce gaz est contenu sous pression dans une bouteille. Il est introduit dans l'enceinte après passage à travers un manodétendeur et une fuite règlable du type SPEEDIVAC LB 2B.

FOUR



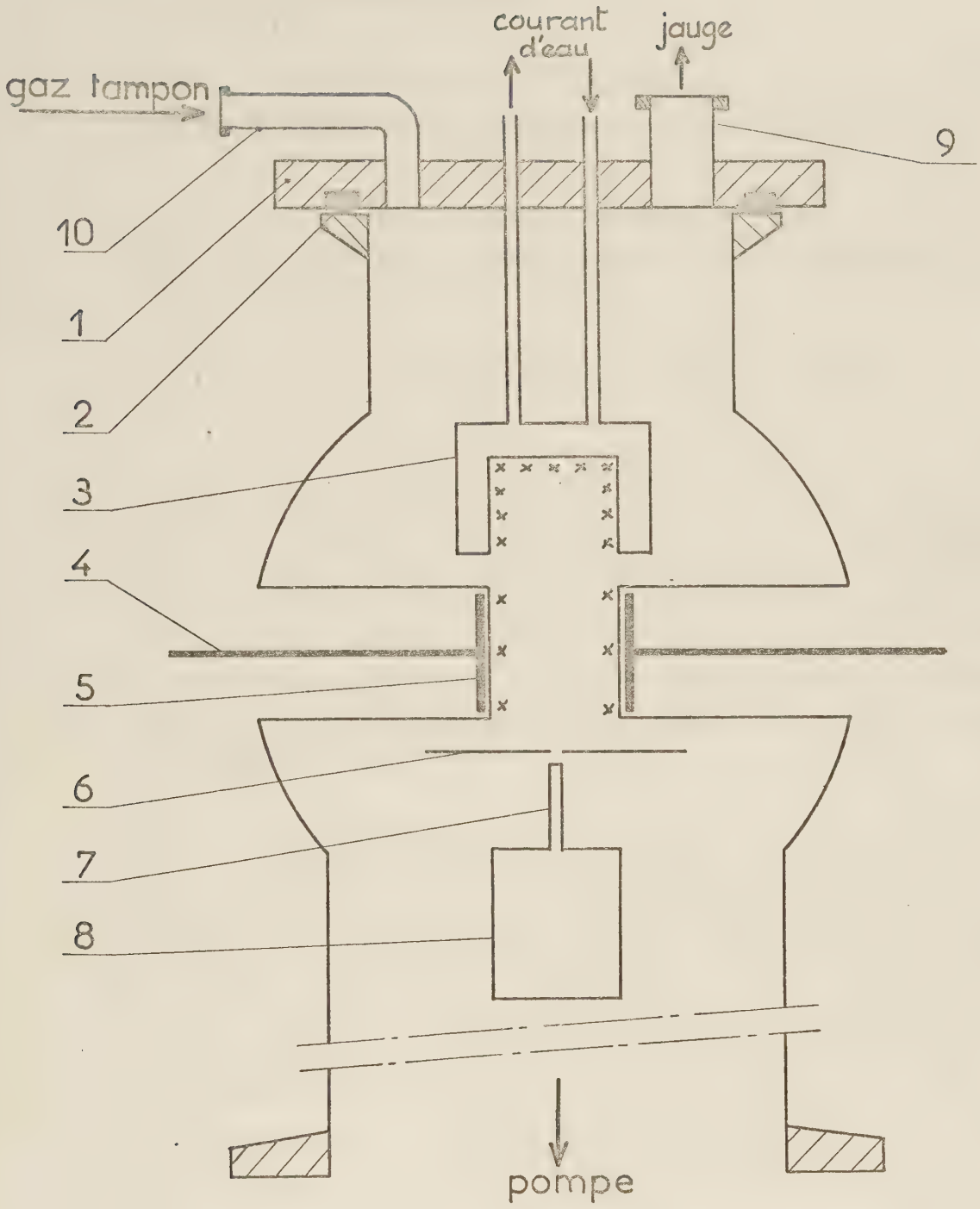
1 - canal
2 - corps du four
3 - creuset
4 - tube isolant en alumine
5 - élément étudié : Ca, Zn, Cd...
6 - élément chauffant
7 - thermocouple

ELEMENT CHAUFFANT



A - barre de tungstène
B - circuit électrique
C - plaque en tantale
D - éléments (A) et (C) consécutifs en série.

FIG. 13



1 . bride en laiton
2 . joint torique
3 . piège réfrigérateur
4 . ligne H.F. à l'extérieur de la cellule
5 . plaque de condensateur
6 . diaphragme
7 . canal
8 . four
9 . support de jauge
10 . conduite du gaz tampon
x . dépot de calcium

FIG. 14

d) Champs statiques :

L'enceinte (cellule, four, ...) se trouve au centre de deux grandes bobines à axe horizontal, placées en position HELMHOLTZ.

Deux autres bobines en position HELMHOLTZ, mais à axe vertical, permettent de compenser le champ terrestre (et éventuellement de faire un balayage en champ magnétique vertical).

e) Montage de détection (lumière rectiligne) :

La lumière émise par les atomes relaxés du jet est focalisée par une lentille placée à une distance 2 f du jet sur un photomultiplicateur (I.P. 21 ou I.P. 28). Devant celui-ci est placé un disque tournant à la fréquence 12,5 Hz qui laissera passer la lumière pendant 1/4 de tour à travers un polariseur vertical et pendant un autre 1/4 de tour à travers un polariseur horizontal. En outre, le disque fournit, grâce à une lampe et une photodiode, un signal de référence qui commande une détection synchrone à contre-réaction. (Fig.12-b).

Grâce à ce montage, la composante de fréquence 25 Hz du signal détecté est proportionnelle à $I_{\parallel} + I_{\perp}$ et celle de fréquence 12,5 Hz à $I_{\parallel} - I_{\perp}$ (composantes du développement en série de FOURIER). La détection synchrone permet de séparer ces deux signaux et la contre-réaction permet de garder $I_{\parallel} + I_{\perp}$ = constante. Alors, le signal $I_{\parallel} - I_{\perp}$ (qui devient proportionnel au taux de polarisation $\frac{I_{\parallel} - I_{\perp}}{I_{\parallel} + I_{\perp}}$ de la lumière rectiligne) sera tracé automatiquement sur une table (X, Y) SEFRAM : en ordonnée est porté $I_{\parallel} - I$ en fonction d'un courant i, porté en abscisse et proportionnel au champ statique de balayage Ho.

B/ Manipulations sur le Calcium :

On a fait des expériences sur la raie $4^1P_1 - 4^1So$ du Calcium. On a tracé pour cette raie, en l'absence du gaz tampon, les courbes BROSSEL et HANLE correspondant au signal d'alignement. On a essayé d'améliorer au maximum le rapport signal/bruit car le signal d'orientation qui apparaitra par

suite du processus de collision se traduira expérimentalement par des courbes dont le rapport signal/bruit est de l'ordre de 3% de celui des courbes d'alignement dans le cas de l'effet HANLE et moindre en effet BROSSEL. On a cherché à avoir en alignement des courbes de S/B de l'ordre de 100.

Or, avec l'excitation par décharge H.F., on n'a pas pu avoir un assez bon S/B malgré tous les essais d'amélioration : augmentation de l'intensité du jet de Calcium, amélioration du réglage optique, optimisation des circuits électroniques, accumulation, ... Le rapport S/B maximum qu'on a pu obtenir est de l'ordre de 30, valeur insuffisante pour entreprendre les études projetées. (Fig.15).

On a donc abandonné l'excitation des atomes du jet par décharge H.F. car ce mode d'excitation produit un taux de polarisation insuffisant. Pour cela, on a essayé l'excitation par moyen optique qui peut aligner à 100% les niveaux excités (niveaux de résonance).

EXCITATION PAR MOYEN OPTIQUE :

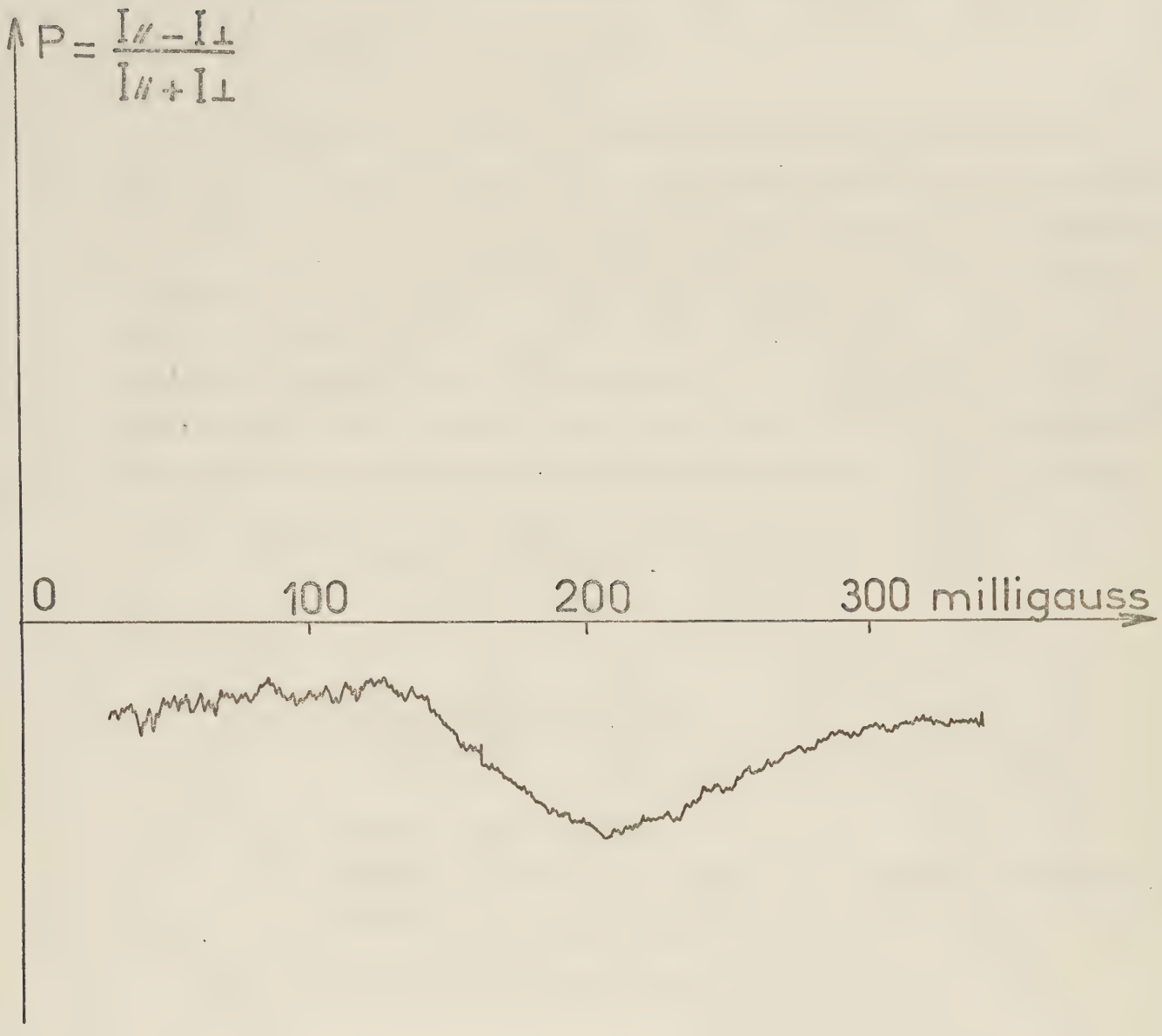
A/ Choix de l'élément à étudier :

De nombreux éléments peuvent être pompés optiquement mais le choix se trouve en fait considérablement réduit par suite du raisonnement suivant :

- les collisions entre atomes du jet et atomes du gaz tampon ont deux effets :

a) Un effet utile qui est l'action d'un atome du gaz tampon sur le nuage électronique de l'atome du jet. Cet effet cause à la fois la relaxation de l'alignement et la création de l'orientation. Il lui correspond diverses sections efficaces $\sigma_q^{k\,k'}$: nous appellerons $\sigma^{(2)}$ une valeur moyenne de la section efficace de relaxation de l'alignement, $\sigma^{(12)}$ section efficace de création d'orientation est de l'ordre de 5% de $\sigma^{(2)}$.

b) Un effet parasite très gênant : la modification de trajectoire des atomes du jet. Il lui correspond une section efficace $\sigma^{(o)}$. Le rapport



Courbe d'alignement du Ca (4226 Å) avec excitation par décharge haute fréquence

FIG. 15

$\frac{\sigma^{(2)}}{\sigma^{(o)}}$ dépend du couple élément étudié - gaz tampon et est de quelques unités.

Or, on doit travailler à une pression telle que la fréquence des collisions "utiles" $\Gamma^{(2)} = \sigma^{(2)} n\langle v\rangle$ soit du même ordre de grandeur que l'inverse Γ de la durée de vie naturelle τ du niveau excité. Si $\Gamma^{(2)}$ est faible devant Γ, la relaxation est dominée par la durée de vie naturelle qui est un phénomène isotrope et si $\Gamma^{(2)}$ est très grand devant Γ, la durée de vie naturelle du niveau excité n'intervient pas mais le taux de polarisation décroît Ceci fixe la pression (par l'intermédiaire de n : densité des atomes de la vapeur) donc le libre parcours moyen lo des atomes du jet et la fréquence $\Gamma^{(o)}$ des collisions qui déforment la trajectoire. Si on fixe $\Gamma^{(2)} = \Gamma$, on aura :

$$\Gamma^{(o)} = \frac{\sigma^{(o)}}{\sigma^{(2)}} \Gamma^{(2)} = \frac{\sigma^{(o)}}{\sigma^{(2)}} \Gamma$$

et

$$lo = \frac{vj}{\Gamma} = \frac{vj}{\Gamma} \cdot \frac{\sigma^{(2)}}{\sigma^{(o)}} = ln \frac{\sigma^{(2)}}{\sigma^{(o)}}$$

vj = vitesse de atomes du jet

ln = distance parcourue par un atome du jet pendant la durée de vie naturelle

$\frac{\sigma^{(2)}}{\sigma^{(o)}}$ = de l'ordre de quelques unités

lo = distance moyenne que parcourent les atomes du jet avant de perdre leur direction.

Il faut donc exciter et détecter sur une distance de l'ordre de lo après la sortie du four et de là, vient la limitation sur le choix de l'élément, par exemple : pour le niveau de résonance du Sodium qui a une durée de vie de 10^{-8} secondes, ln = 0,01 mm. Il est donc impossible de faire l'expérience dans de telles conditions.

Pour obtenir des valeurs de ln plus grandes, on peut jouer :

- soit sur la vitesse des atomes du jet : on ne peut pas gagner beaucoup en surchauffant le four, il y aura une tension de vapeur de l'élément très importante dans la cellule, elle produira un signal qui ne correspond à aucune direction privilégiée de collisions et qui, pour notre expérience, sera un signal parasite; mais on pourrait penser augmenter la vitesse des atomes du jet en utilisant des ions accélérés qu'on excitera par des lampes à raies ioniques. De ce point de vue, l'expérience nous a paru difficile et on verra dans la troisième partie comment on a étudié le cas des ions accélérés mais dans un cadre fondamentalement différent.

- soit sur la durée de vie naturelle des atomes du jet :

1°/ en faisant l'étude sur un niveau métastable peuplé par effet de cascade à partir d'un niveau résonnant peuplé optiquement, mais il faudra alors détecter l'effet par le processus d'absorption. L'obtention d'un jet d'atomes comportant une quantité suffisante d'atomes au métastable pose des problèmes difficiles.

2°/ en choisissant l'élément à exciter dont les niveaux de résonance ont une longue durée de vie comme le Zinc ($\tau = 10^{-5}$ s) ou le Cadmium ($\tau = 10^{-6}$ s).

On a choisi cette dernière solution mais on va voir que ces longues durées de vie créent de nombreux problèmes expérimentaux.

- <u>Zinc</u> :

Le niveau excité du Zn a une durée de vie de l'ordre de 10^{-5} secondes et le trajet "utile" de l'atome du jet sera de l'ordre du centimètre, ce qui présente un grand avantage du Zn pour l'excitation et la détection. La raie étudiée $4^3P_1 - 4^1S_0$ étant dans le domaine ultraviolet, il est nécessaire d'utiliser des éléments optiques en quartz et des polariseurs glazebrooks.

Mais le zinc présente deux difficultés :

α) Le niveau excité ayant une longue durée de vie, il suffit d'un champ de 3 à 4 milligauss pour dépolariser la raie; il faut donc compenser

le champ terrestre au 1/10 du milligauss près, ce qui est assez difficile dans les conditions d'environnement de notre expérience (nombreuses pièces métalliques dans la construction du bâtiment, électro-aimants dans les laboratoires voisins, ...).

β) La probabilité de transition du niveau fondamental au niveau excité étant assez faible pour le Zn, il faut exciter celui-ci avec une lampe très intense et ne présentant pas d'auto-absorption. On a fait plusieurs essais de construction d'un lampe à Zn. Le modèle adopté est formé d'un tube en quartz (dont la partie centrale est aplatie) rempli d'argon sous une pression de 2 à 3 mm de mercure et contenant 2 grammes de Zn très pur.

Cette lampe était excitée par une décharge produite par un magnétron fournissant une centaine de watts à une fréquence de 2450 ± 50 MHz.

Avec tous les essais faits sur le Zn, on n'a pas pu avoir un bon rapport S/B des courbes d'alignement (Fig.16). On attribue cela essentiellement à l'imperfection des lampes de faible intensité et qui évoluaient avec le temps.

Pour ces raisons, on a abandonné le Zn au profit du Cadmium qui se prête mieux à l'expérience.

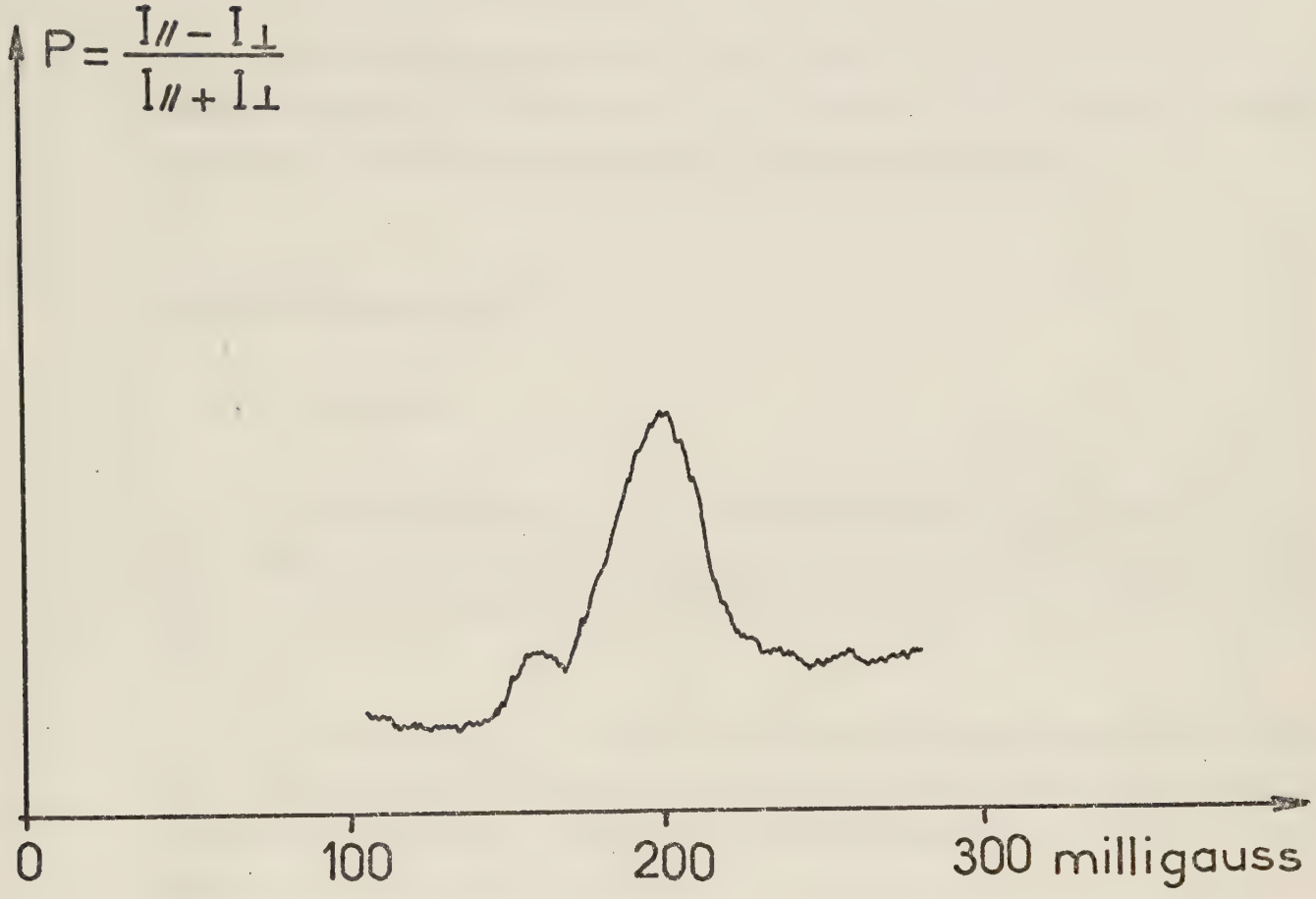
- <u>Cadmium</u> :

On a étudié le niveau résonnant 5^3P_1 du Cd qui a une durée de vie de l'ordre de 10^{-6} secondes ($\tau = 2{,}1.10^{-6}$ s) correspondant à la raie 3261 Å d'intercombinaison $5^3P_1 - 5^1S_0$.

Le Cd présente sur le Zn plusieurs avantages :

- la durée de vie du niveau résonnant étudié est plus petite donc, la compensation du champ terrestre est moins délicate. On se contente de compenser au milligauss près.

- le Cd est facilement excitable optiquement ; la probabilité de transition du fondamental au résonnant est 10 fois plus grande que pour le Zn.



Courbe d'alignement avec excitation optique du Zn (3076 Å)

FIG. 16

Par contre, la partie "utile" du jet atomique est de l'ordre du millimètre, ce qui rend l'expérience plus délicate.

Enfin, on a adopté le Cd comme élément d'étude et on décrira maintenant le montage de l'expérience qui se compose de trois parties : montage d'excitation, enceinte de collisions et montage de détection.

B/ Montage d'excitation :

a) Lampe :

Plusieurs essais ont été faits pour construire des lampes de Cd par la même technique que celle décrite pour le Zn. L'ampoule est placée devant l'antenne du magnétron en choisissant la position de maximum d'intensité.

L'intensité de la raie 3261 Å ainsi que l'auto-absorption dépendent de la puissance électromagnétique fournie par le magnétron. Il faut trouver par tâtonnement la puissance optima correspondant au signal le plus grand. Ce règlage dépend de l'âge de la lampe de Cd et doit être refait de temps en temps.

Les lampes qu'on a contruites sont très lumineuses mais ne durent pas longtemps. Au bout d'un jour ou deux, il y a un dépôt de Cd qui pollue les parois de la lampe et la rend opaque. Malgré tous les efforts, la durée de vie de ces lampes n'a pas pu dépasser la semaine.

Pour cela, on a utilisé des lampes spectrales au Cd (standard) qu'on a alimentées en courant continu, ce qui a donné une lumière assez intense mais pas très stable. Enfin, on a excité ces lampes par décharge (magnétron), ce qui a donné les résultats les plus adéquats.

b) Montage optique :

Il comporte un polariseur glazebrook et une lentille en quartz dis-

posée de manière à obtenir le flux lumineux le plus intense au niveau du jet atomique. Il faut toutefois noter que le règlage optique ne peut pas être fait en utilisant les images visibles, la distance focale de la lentille étant différente pour la raie 3261 Å (ultraviolet proche).

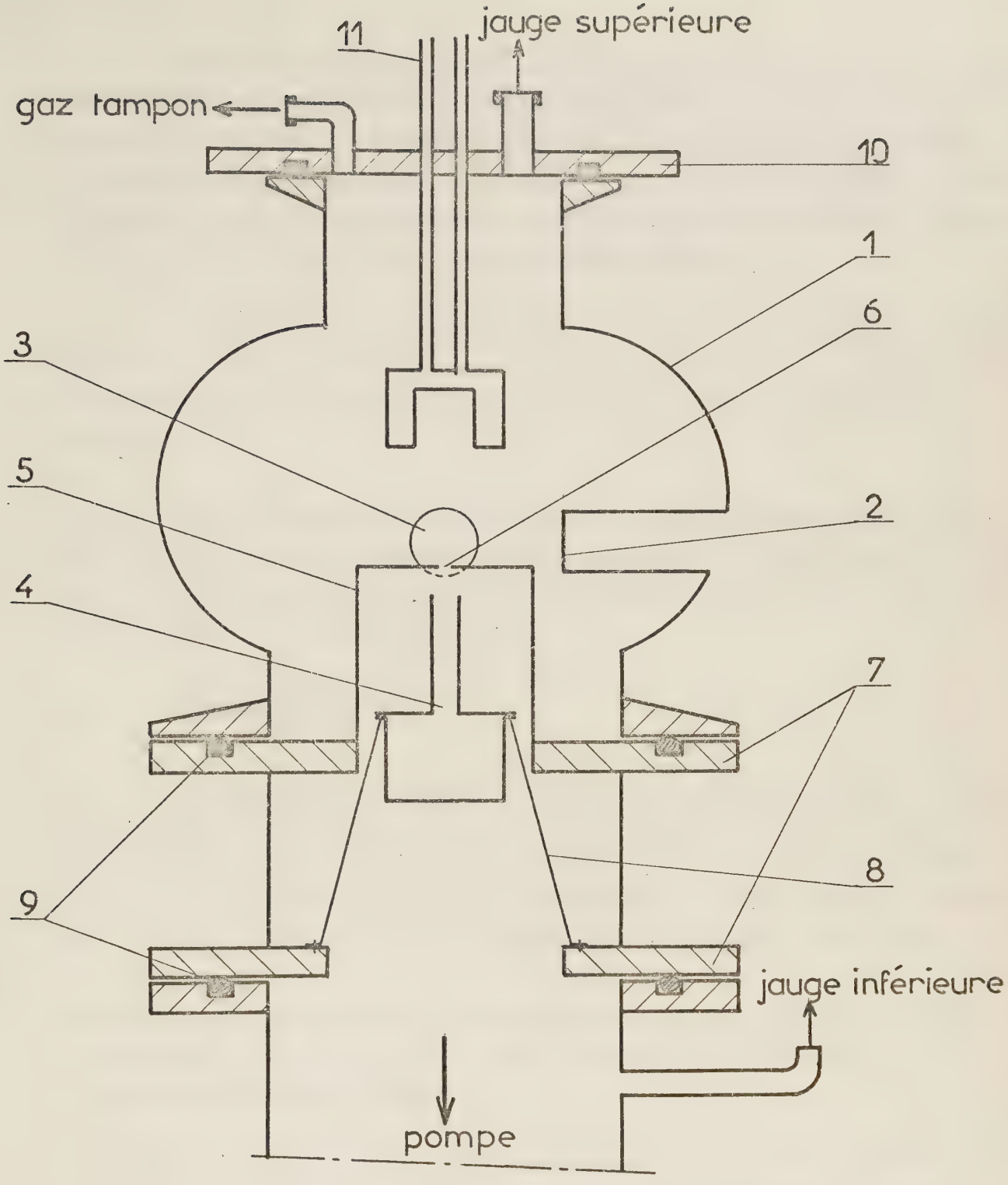
C/ Montage de l'enceinte des collisions :

a) Vide différentiel :

La direction du jet atomique du Cd doit avoir une direction bien déterminée, verticale. Or, le gaz tampon qui remplissait l'enceinte, entrait aussi dans le canal du four et des collisions atome du jet - atome du gaz tampon se produisaient à l'intérieur même de ce canal et à la sortie du four, les atomes du jet n'avaient plus la direction préférentielle exigée pour l'effet recherché. Pour éviter cette difficulté, on a pensé faire deux étages dans la cellule : un étage inférieur contenant le four et son canal et, lié au système de pompage, un autre étage, supérieur, relié à la bouteille de gaz tampon à travers une fuite règlable. Les deux étages communiquent par un petit orifice de diamètre 1 mm situé juste en-dessus du canal du four, sur la même verticale, 5 mm plus haut (Fig. 17). Le gaz tampon est pompé uniquement à travers ce trou. Avec les jauges disposées comme l'indique la figure, on constate que, dans l'étage inférieur, il y a une pression de 10^{-6} à 10^{-7} Torr, tandis que dans l'étage supérieur, elle est de l'ordre de 10^{-1} Torr, ce qui fait apparemment un rapport de pression de 10^{5} entre les deux étages; mais en réalité, les jauges qui servaient à la mesure de ces pressions étaient loin de la partie séparant les deux étages et un gradient de pression doit certainement exister.

b) Refroidissement :

Le jet d'atomes de Cd, ayant traversé le trou séparant les deux étages de la cellule, doit être condensé pour ne pas créer une tension de vapeur. Pour cette raison, on a surmonté le jet d'atomes par un réfrigérant en verre, refroidi à l'eau et collé par de l'araldite à une bride qui bouche le haut de la cellule. Cette bride laisse accès à la jauge de mesure de pression et au débit du gaz tampon (Fig. 17).



1. Cellule en pyrex
2. fenêtre d'excitation en quartz
3. fenêtre d'observation en quartz
4. four et son canal en acier inox
5. capuchon du four en laiton (épaisseur 5/10)
6. trou ϕ 1
7. brides en laiton
8. support du four
9. joints toriques
10. bride supérieure
11. réfrigérateur

FIG. 17

Pour éviter que les atomes non condensés sur le réfrigérant et qui rebondissent sur le capuchon, s'excitent thermiquement de nouveau et créent un tension de vapeur, on a amené le réfrigérant en contact avec le capuchon. Le refroidissement du capuchon ne risquait pas de refroidir le canal du four et empêcher le jet de se produire car, entre ce canal et le capuchon, il y a un très bon vide et par suite, peu d'échange thermique.

Les rondelles en quartz servant de fenêtres d'excitation et d'observation sont collées à la cellule en Pyrex par de l'araldite. Le système de refroidissement qu'on vient de décrire limite également l'échauffement de l'araldite.

Il a été également essayé un refroidissement énergique par un courant d'azote obtenu à partir de l'azote liquide évaporé, mais le verre, n'ayant pas le même coefficient de dilatation que l'araldite, des ennuis d'étanchéité ont conduit à abandonner ce projet.

c) Lumière parasite :

La raie étudiée (3261 Å) est une raie de résonance optique, l'autre raie de résonance (2288 Å) est arrêtée par le quartz du montage optique. On peut alors détecter la raie 3261 Å sans monochromateur, ce qui est un avantage, sauf que le montage devient plus sensible à la lumière parasite, notamment la lumière réfléchie sur le réfrigérant et le capuchon. Pour cela :

- on a remplacé le réfrigérant qui était en contact avec le capuchon (pour le refroidir) par un autre plus court et on a refroidi le capuchon par un serpentin d'eau qui l'entourait.

- la surface plane du capuchon était peinte avec de l'aquadag (graphite colloïdal) ce qui a amené une diminution de la lumière réfléchie. En plus, une grande partie de la lumière excitatrice était perdue du fait que le faisceau incident est cônique et la surface du capuchon est plane et ce faisceau doit exciter le jet juste à la sortie du capuchon. Pour cela, on a adopté pour ce dernier une forme troncônique d'angle au sommet de 90° ce qui est largement suffisant car l'angle au sommet du faisceau incident est 1/10 radian.

Après plusieurs essais, on a pu éliminer la plus grande partie de la lumière réfléchie mais avant manipulation, une longue préparation était nécessaire car le dépôt de Cadmium bouchait le trou du capuchon après quelques heures de fonctionnement. Il fallait ainsi, pour chaque manipulation, démonter le montage de l'enceinte des collisions, enlever les dépôts de Cd à l'acide chlorhydrique, sécher à l'acétone, repeindre le capuchon avec de l'aquadag, refaire tout le règlage optique et attendre la formation du jet atomique.

On est arrivé, enfin, à tracer des courbes HANLE du signal d'alignement, qui avaient un bon rapport S/B, mais la largeur à mi-hauteur de ces courbes était de l'ordre de 300 milligauss alors que la largeur théorique correspondante est $\Delta H = \frac{1}{\gamma\tau}$ est de l'ordre de 36 milligauss, compte tenu de la durée de vie $\tau = 2{,}1.10^{-6}$ s et du facteur de LANDE 1,5 du niveau résonant.

d) Elimination des champs parasites :

La courbe correspondant à l'effet d'orientation a la même largeur que celle du signal d'alignement mais une amplitude très faible (3% à peu près). Il est donc indispensable que la courbe d'alignement ne soit pas trop élargie par des champs parasites pour pouvoir déceler la courbe d'orientation. Ces champs parasites sont essentiellement :

- un champ provenant du courant alternatif chauffant le four. On l'a remplacé par un courant continu équivalent et on a mesuré un champ de 100 milligauss qui en résultait au niveau du jet atomique. Vu la géométrie complexe du circuit de chauffage du four, il était inutile d'alimenter en courant continu et de compenser le champ qui en provenait. La solution adoptée était de chauffer avec un circuit thermocoaxial monofilaire. Le champ parasite a ainsi été complètement éliminé mais alors une nouvelle difficulté s'est présentée car il suffisait d'une poussière de Cd qui se condensait sur le fil thermocoaxial pour faire un court-circuit entre la gaine et le conducteur, vu la très faible distance qui les sépare.

- le champ terrestre qui pouvait fausser les résultats,vu la finesse des

courbes, n'ayant pas un blindage en mumétal, on a utilisé un système de trois paires de bobines à axe horizontal (pour le balayage), vertical (pour compenser la composante verticale du champ terrestre) et transversal (pour compenser la composante transversale résiduelle du champ terrestre). Avec ce système de bobines, on est arrivé à compenser le champ terrestre au milligauss près, ce qui est assez satisfaisant. La (fig. 18) montre une courbe HANLE du signal d'alignement obtenue. Son amplitude ainsi que sa largeur sont satisfaisantes.

e) Choix du gaz tampon :

On avait besoin d'un gaz tampon avec lequel entraient en collision les atomes excités du jet de Cd. Il fallait un gaz atomique, dont les effets de collisions contre d'autres éléments tels que Cd, Zn, Ca, ... et notamment Hg ont déjà été étudiés, de façon à être sûr que le modèle de collision qui a servi de base aux calculs est bien valable.

Pour cette raison, on a choisi les gaz rares comme gaz tampon mais parmi ceux-ci, il fallait choisir celui qui est capable de créer le maximum d'anisotropie dans les collisions, c'est-à-dire dont la vitesse thermique de ses atomes est très petite pour que celle du jet de Cd l'emporte et impose sa direction privilégiée aux collisions.

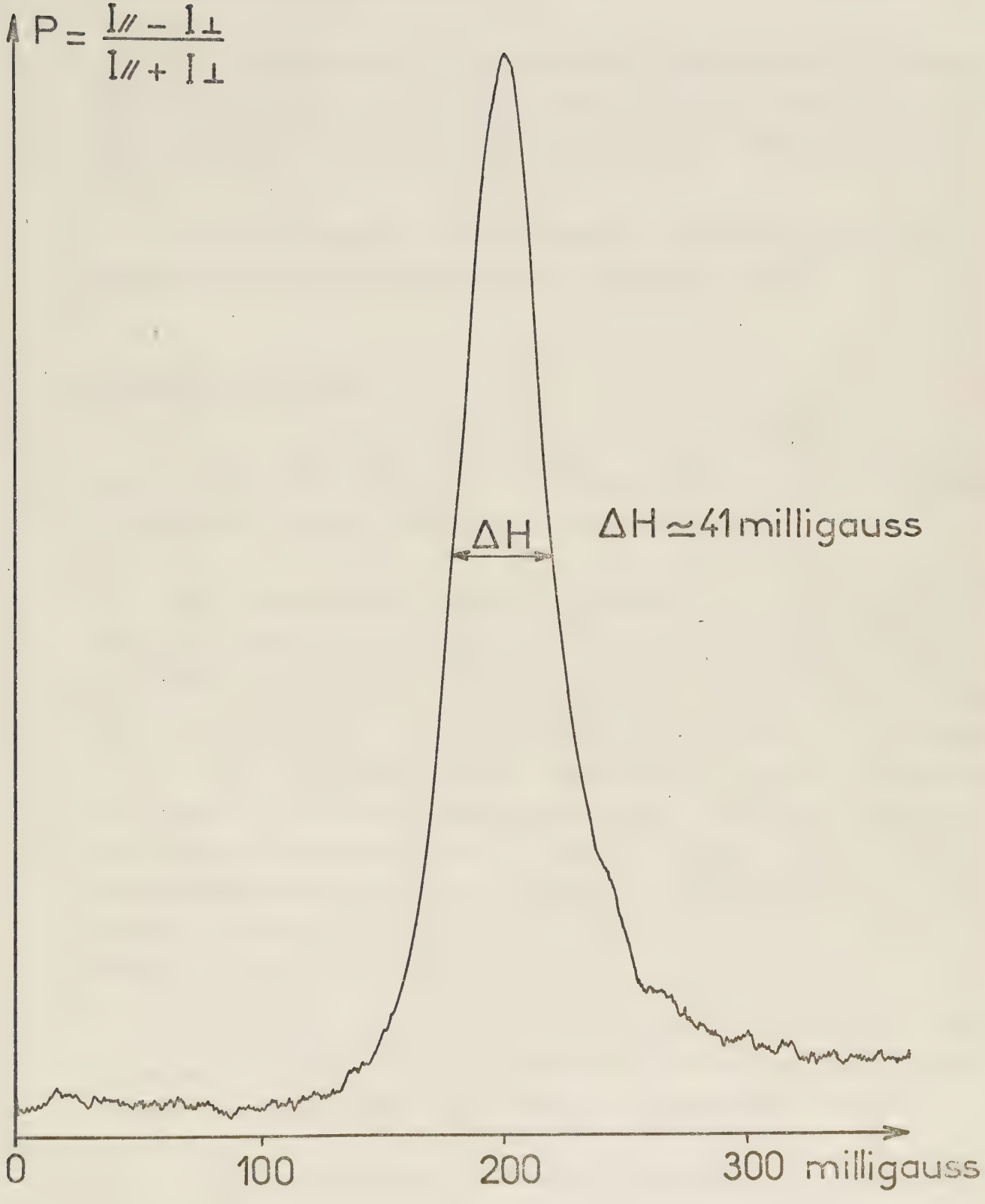
La vitesse thermique moyenne des atomes du gaz étant :

$$v_{\text{moyenne}} = 2 \quad \frac{2}{\pi} \frac{K}{M} T$$

T = température absolue du gaz
K = constante de BOLTZMANN
M = masse atomique.

T et K étant indépendants du gaz, on a intérêt à choisir le gaz rare de plus grande masse atomique :

Radon :	M = 222
Xénon :	131,30
Krypton :	83,80
Argon :	39,948
Néon :	20,183
Hélium :	4



Courbe d'alignement du Cd après élimination de la lumière réfléchie et compensation du champ terrestre.

FIG. 18

Or, le radon est radio-actif, le xénon est très cher. On a donc adopté le krypton comme gaz tampon.

La température du jet de Cd est de l'ordre de 300° C, la vitesse moyenne des atomes de ce jet est de l'ordre de 300 m/s, tandis que le Kr, qui est à une température de 20° C à peu près, la vitesse moyenne de ses atomes, de direction aléatoire, est de l'ordre de 200 m/s.

Un tel rapport de vitesses conduit à une réduction importante du signal d'orientation par rapport au cas d'anisotropie totale.

D/ Montage de détection :

Après avoir amélioré le montage d'excitation et établi les conditions favorables pour la création de la lumière orientée, il a fallu améliorer le montage de détection pour observer cette orientation :

a) Pour détecter le signal d'alignement, on a utilisé le même montage décrit dans la première partie (I-A-*e*), le disque tournant possédant deux évidements ayant comme largeur la dimension des glazebrooks fixés derrière eux et placés devant le photomultiplicateur. Ces évidements sont situés sur deux quarts opposés du disque et décalés de la dimension d'un glazebrook.

Les deux glazebrooks sont placés l'un sur l'autre, la direction de polarisation de l'un étant verticale, de l'autre, horizontale. Les deux autres quarts du disque sont pleins et cachent la lampe de référence lors de leur passage devant elle. Ainsi, le système ne détecte que de la lumière polarisée verticalement ou horizontalement. Avec ce système, on a eu de bons rapports S/B pour les courbes d'alignement.

b) Pour détecter le signal d'orientation, on a utilisé un montage qui permet de détecter le signal d'orientation en éliminant celui d'alignement qui lui est superposé. Le principe de ce système est le suivant :

Si on met une lame $\frac{\lambda}{4}$ (en réalité, pour des raisons de construction, elle est 21 fois $\frac{\lambda}{4}$ pour la raie 3261 Å) devant un glazebrook puis un photo-

multiplicateur, les axes de la lame $\frac{\lambda}{4}$ étant à 45° de la direction de polarisation du glazebrook, la lumière rectiligne tombant sur la $\frac{\lambda}{4}$ sera transformée en elliptique et la lumière circulaire en rectiligne à 45° des axes de la $\frac{\lambda}{4}$ (Fig. 19). En intervertissant les axes, lents et rapides de cette lame, la vibration rectiligne se transformera pour la même valeur Ho du champ magnétique statique en une vibration elliptique identique à la précédente mais parcourue dans le sens inverse ce qui ne change rien à la lumière détectée. Par contre, la vibration circulaire se transformera en une rectiligne de même module que celle obtenue dans la première position des axes de la $\frac{\lambda}{4}$ mais qui lui est perpendiculaire.

Ainsi, en traçant deux courbes en intervertissant les axes de la $\frac{\lambda}{4}$, le signal d'alignement reste le même tandis que celui d'orientation change de sens et, en faisant la différence de ces deux courbes, on aura une courbe d'orientation d'amplitude doublée et la courbe d'alignement éliminée.

C'est ce qu'on fait en utilisant le montage décrit par LALOË (21) Dans ce montage, (Fig. 20), le disque tournant porte lui-même la lame $\frac{\lambda}{4}$ et est entrainé par un moteur. On adapte l'électronique pour détecter la lumière pour deux positions de la $\frac{\lambda}{4}$ à axes intervertis. De ce fait, le signal d'alignement sera automatiquement éliminé et le signal d'orientation sera d'amplitude double.

E/ - Résultat expérimental :

On a procédé par trois étapes :

1°/ on a détecté le signal d'alignement en s'arrangeant à avoir un bon S/B de la courbe HANLE correspondante et une largeur à mi-hauteur le plus proche de la théorique (Fig. 18).

2°/ pour créer le signal d'orientation, on a introduit dans l'enceinte des collisions le gaz tampon (kr) à la pression adéquate. Cette pression est telle que l'élargissement de la courbe HANLE du signal d'alignement de la raie 3261 Å par collisions Cd-Kr est de l'ordre de la largeur naturelle

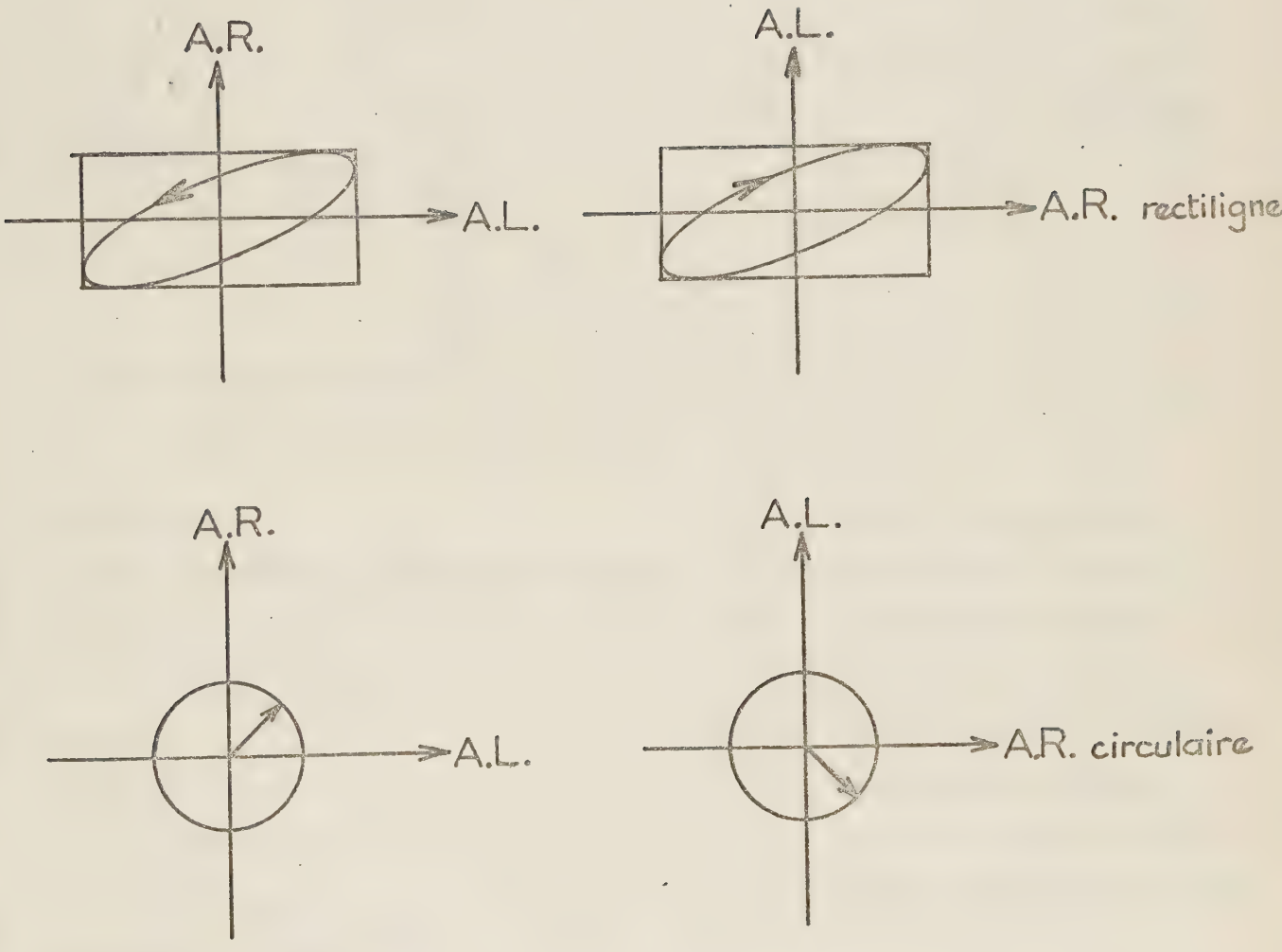
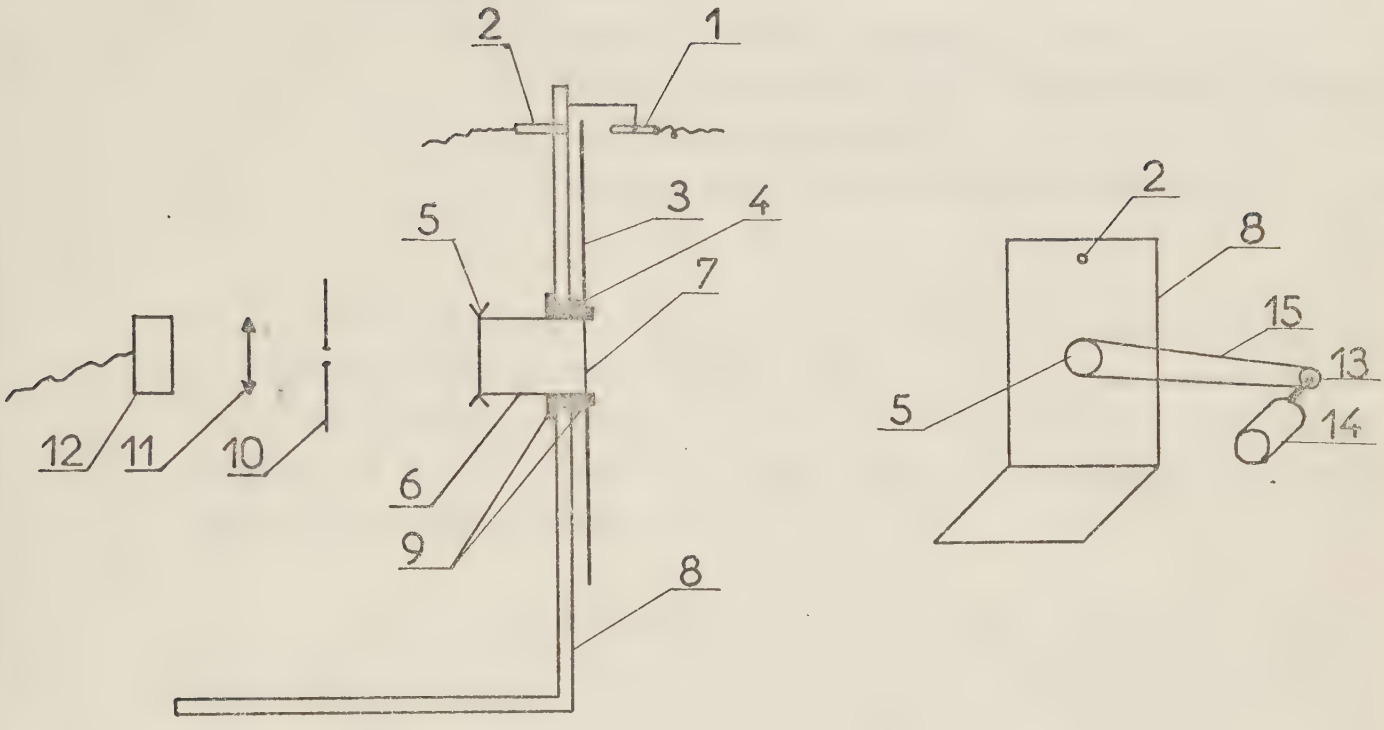


FIG. 19



1 . photodiode
2 . lampe de référence alimentée en continu
3 . disque tournant
4 . roulement à billes
5 . poulie
6 . tube en dural
7 . lame quart d'onde tournant avec le disque
8 . support en dural du montage tournant
9 . tubes servant à serrer le disque et le roulement à billes contre le support
10 . cache rectangulaire
11 . glazebrook vertical
12 . photomultiplicateur
13 . poulie du moteur
14 . moteur asynchrone faisant tourner le système
15 . courroie passant par les gorges des poulies 5 et 13

FIG. 20

du niveau étudié.

$\Gamma_{collision} = 6\, n\langle v\rangle$

σ = section efficace de collision Cd-Kr

n = nombre d'atomes de Kr par unité de volume (proportionnel à la pression du Kr)

$\langle v\rangle$ = valeur moyenne de la vitesse relative atome Cd - atome Kr.

On fait varier la pression du gaz tampon jusqu'à obtenir une courbe d'alignement (de la 3261 Å étudiée) dont la largeur à mi-hauteur est double de celle obtenue à pression très réduite (Fig.) et on a repéré cette pression par $1{,}75\ 10^{-2}$ Torr sur la jauge SOGEV (on n'a pas besoin de la valeur absolue de cette pression).

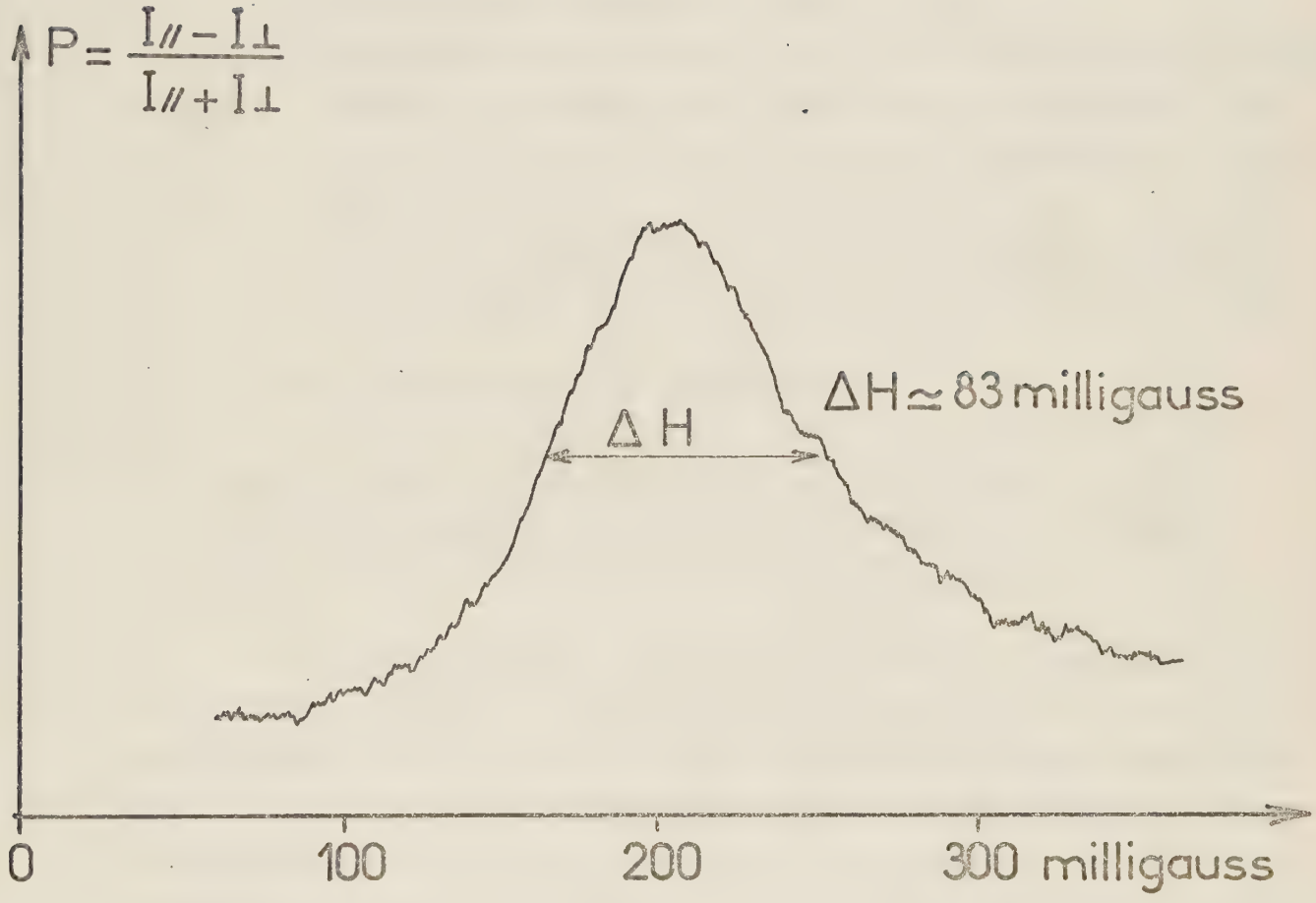
3°/ dans les conditions décrites ci-dessus, on a essayé de détecter le signal d'orientation en accumulant sur un sélecteur "multicanaux". Malheureusement, avec tous les essais et toutes les améliorations, on n'est pas arrivé à un résultat définitif mettant en évidence le signal d'orientation.

F/ - Discussion du résultat :

La recherche de l'orientation par des collisions anisotropes utilisant un jet atomique s'est avérée négative. La principale cause est apparemment la technique du jet atomique elle-même : l'étage supérieur de l'enceinte des collisions est à une très forte pression par rapport à l'étage inférieur ce qui crée un fort gradient de pression au niveau de l'orifice séparant les deux étages, perturbe le trajet des atomes du jet et fait perdre à ceux-ci la direction bien déterminée exigée pour avoir des collisions anisotropes.

D'un autre côté, le jet n'est pas très stable et ne peut pas durer longtemps (un dépôt de Cd bouche l'orifice entre les deux étages au bout de 3 ou 4 heures selon l'intensité du jet) et, de ce fait, on ne peut pas accumuler longtemps sur le "multicanaux".

Pour ces raisons, on a pensé étudier le même effet mais par une autre technique.



Courbe d'alignement du Cd (3261 Å) en présence du krypton à pression repérée par $1{,}75.10^{-2}$ Torr (jauge S.O.G.E.V.)

FIG. 21

II/ EXCITATION OU DETECTION D'UNE PORTION DE LA RAIE DOPPLER

Introduction :

Le principe de cette expérience a été exposé dans la partie théorique : exciter (ou détecter) des atomes ayant une vitesse radiale déterminée. Elle présente sur celle du jet atomique des avantages :

- une plus grand stabilité au cours du temps
- correspond mieux à la théorie car il n'y a pas de facteurs expérimentaux (perturbation par collision de la vitesse des atomes du jet, ...) qu'on ne peut pas évaluer avec précision et certitude
- c'est une expérience qui n'est pas limitée dans le temps et on pourra accumuler très longtemps sur le sélecteur "multicanaux".

Elle présente aussi des désavantages :

- le signal d'orientation attendu est plus faible
- la technique de détection (ou d'excitation) est délicate
- le choix de l'élément d'étude est très réduit.

Plusieurs méthodes se présentaient pour faire cette étude. On a d'abord pensé à exciter la vapeur par une raie laser fixée sur le bord ou le centre de la raie dont on voulait étudier et détecter la lumière émise à 90° mais dans notre laboratoire, on n'avait pas encore entrepris des études par la technique du laser et les études faites à cette époque, dans d'autres laboratoires, portaient essentiellement sur des lasers multimodes stables à la largeur DOPPLER près, ce qui détruit le signal d'orientation que l'on recherche. C'est seulement récemment que des lasers monomodes ayant une fréquence stable à une fraction de la largeur DOPPLER sont apparus.

Une expérience similaire consistait à exciter par une raie optique (raie large de la lampe d'excitation) plus large que la raie d'absorption de la vapeur étudiée. Entre la lampe d'excitation et la cellule de vapeur, on pensait intercaler une autre cellule remplie de la même vapeur mais à une

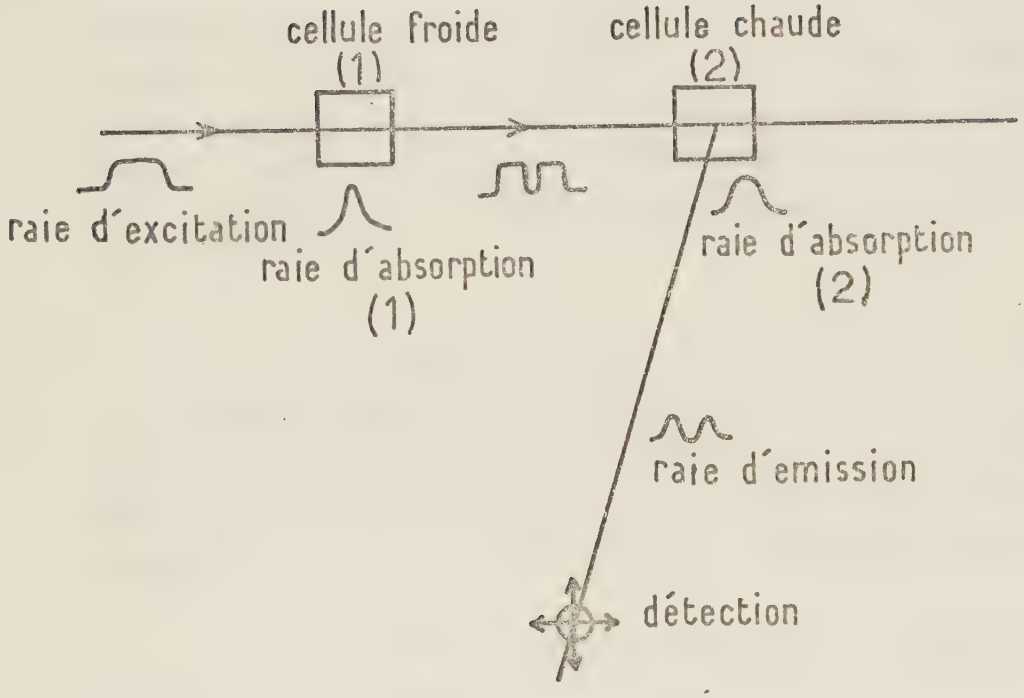

cellule froide
(1)
cellule chaude
(2)
raie d'excitation
raie d'absorption
(1)
raie d'absorption
(2)
raie d'emission
détection

FIG. 22

température 4 fois plus basse ce qui donne une raie d'absorption 2 fois moins large et, à la sortie de la cellule froide, on a la bonne raie excitatrice qui n'excitait que les bords de la raie d'absorption de la vapeur étudiée (Fig. 22).

Cette expérience, simple à première vue, est difficile à réaliser du fait que le choix de l'élément d'étude devient très difficile (car il faut que le rapport des températures des deux cellules soit de l'ordre de 4). En plus, il faut une grande stabilité des températures, sinon l'effet d'orientation sera moyenné à 0 et, de toutes façons, les possibilités offertes par cette expérience sont très limitées.

D'un autre côté, on a pensé à la détection d'une portion de la raie DOPPLER au lieu de l'excitation ce qui est faisable grâce à un interféromètre (PEROT-FABRY ou MICHELSON) pour isoler une portion de la raie étudiée. Un interféromètre MICHELSON à champ compensé s'adapte le mieux à cette expérience car l'angle d'ouverture du faisceau incident peut être beaucoup plus grand que pour un MICHELSON ou un PEROT -FABRY normal (résolution indépendante de l'angle d'incidence ou, plutôt, elle en dépend au 4ème ordre (22)).

L'utilisation d'un Michelson à champ compensé présente l'avantage de pouvoir balayer la raie DOPPLER, détecter le centre de la raie ou les bords de plusieurs éléments à étudier, mais il y a une restriction fondamentale : les interféromètres MICHELSON à champ compensé nécessitent une haute précision et ne peuvent être construits que pour des raies visibles.

Le choix de l'élément à étudier et de la méthode d'étude ont répondu à quelques exigences : l'élément à étudier devait ne pas présenter ni une structure hyperfine ni une structure fine voisine de la largeur naturelle car alors se produirait un effet LEHMANN(production d'orientation à partir d'alignement dans la zône de découplage L-S ou I-S) comparable à l'effet d'orientation recherché et se superposerait à celui-ci (l'effet LEHMANN (23 a une largeur de l'ordre de grandeur de la structure fine ou hyperfine en cause). De plus, il fallait que la raie étudiée soit dans le visible (construction du MICHELSON). Pour cela, on a pensé étudier des niveaux excités

des gaz rares correspondant à des raies visibles ce qui nous a amené à utiliser le pompage optique du niveau métastable car les raies correspondant aux niveaux résonnants sont dans l'ultraviolet éloigné dans le cas des gaz rares.

Enfin, on a décidé de faire le pompage optique des gaz rares à partir du niveau métastable mais avant d'étudier l'orientation des niveaux excités, par collision anisotrope, il fallait faire des expériences préliminaires classiques : effet HANLE sur un élément bien choisi qui s'adapte aux calculs théoriques, et qui aurait un rapport S/B suffisant pour entreprendre l'étude en question.

A/ Choix de l'élément d'étude :

a) Hélium :

On n'a pas essayé d'utiliser l'HeI comme élément d'étude car les collisions He^* - He ne sont pas du type VAN DER WAALS (le potentiel d'interaction He excité - He au fondamental est mal défini) donc ne correspond aux calculs théoriques. Pour cela, on a pensé étudier un mélange He - autre gaz rare plus lourd (He^* - Kr ou He^* - Xe par exemple) où le potentiel d'interaction est alors de VAN DER WAALS. En plus, le second gaz rare étant plus lourd que l'HeI, le signal d'orientation est plus grand (car la vitesse thermique relative He^* - Xe ou Kr est plus grande que celle de He^* - He, d'où l'anisotropie est plus grande) mais dans la technique utilisée, pompage à partir du métastable, l'étude du mélange était impossible car le potentiel d'ionisation de n'importe quel gaz rare (servant de gaz tampon dans le mélange) est inférieur au niveau métastable de l'HeI ce qui limitait l'énergie des électrons de la décharge H.F. qui aurait dû servir à peupler ce métastable.

b) Néon :

Le potentiel d'interaction Ne^* - Ne au fondamental est à la limite du potentiel VAN DER WAALS (24) : sa partie répulsive non orientante est assez importante, c'est donc un cas douteux. D'un autre côté, un mélange Ne - autre gaz rare plus lourd qui donnerait lieu à des collisions du type

VAN DER WAALS présente le même inconvénient que dans le cas de l'Hélium. Pour cela, on a décidé de faire le pompage optique de l'Argon.

B/ Pompage optique de l'Argon :

a) Lampe excitatrice :

La lampe utilisée était cylindrique à faces planes parallèles, son épaisseur ne dépassait pas 5 mm pour éviter le renversement de la raie par auto-absorption. Cette lampe était reliée à un réservoir pour éviter la diffusion du gaz à travers les parois. On faisait un remplissage dynamique de cette lampe en Argon I en détectant avec un photomultiplicateur la raie émise qui nous intéresse et en repérant la pression adéquate pour laquelle l'intensité de la raie était maximum ; avant de sceller la lampe, on ajoutait à l'Argon à peu près 10% d'HeI pour éviter les oscillations de plasma qui risquaient de se produire lors de sa décharge devant l'antenne du magnétron. La pression optimale mesurée était de 1,6 10^{-1} Torr pour la raie 7948 Å étudiée (Fig.23).

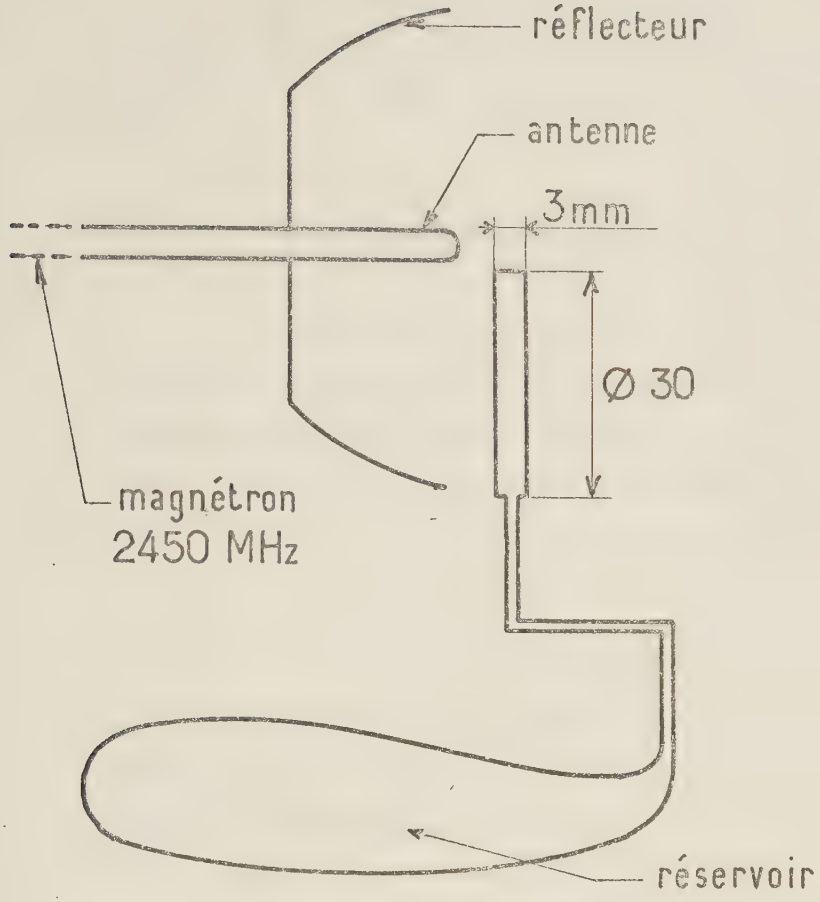
b) Enceinte de décharge :

Comme le montre la(fig.23) , l'enceinte remplie d'Argon à 10^{-2}, 10^{-1} ou 1 Torr était placée entre les plaques d'un condensateur reliées par une ligne LECHER accordable à un émetteur H.F. (140 MHz). La décharge ainsi produite peuplait le métastable de l'Argon I à partir duquel on pouvait pomper optiquement le niveau excité à étudier.

c) Effet HANLE de référence :

Il fallait arriver à tracer des courbes HANLE préliminaires du signal rectiligne de référence avec un rapport S/B suffisant et une largeur à mi-hauteur la plus proche de celle calculée approximativement.

Le niveau excité étudié est le 4 p' $|1\ 1/2|^\circ$ alimenté du métastable



Lampe d'excitation

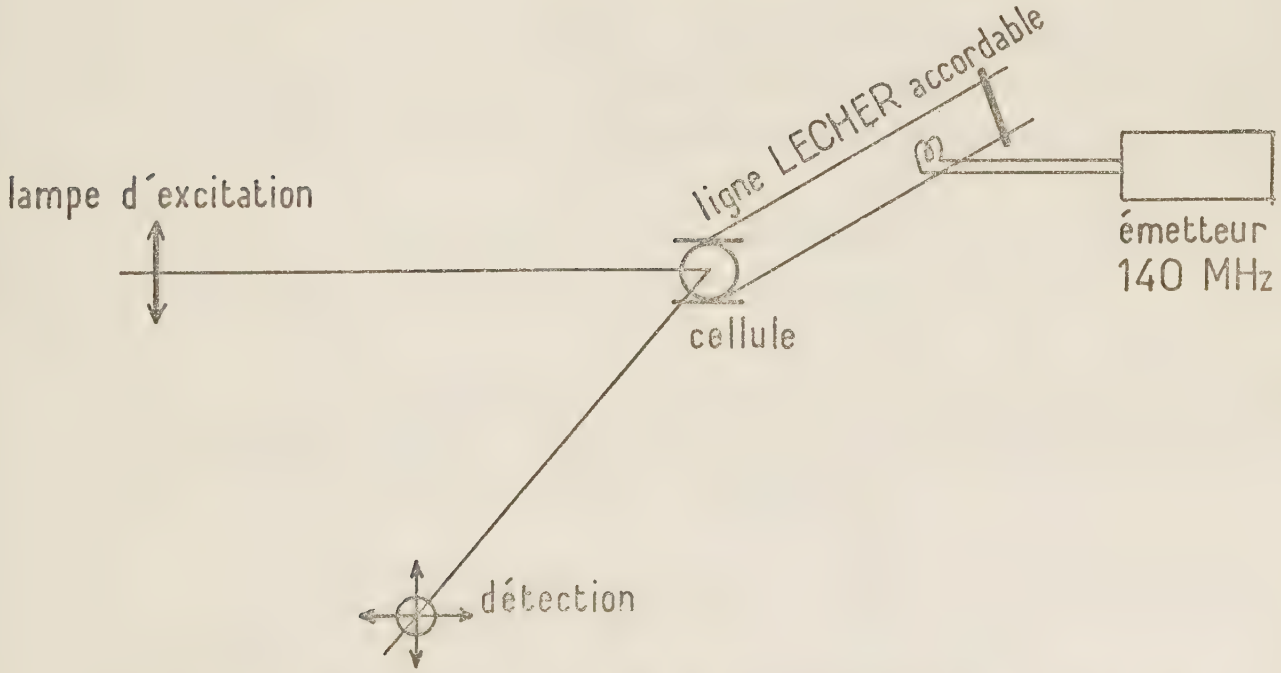


Schéma du montage de pompage optique du Métastable

FIG. 23

4 s' |1/2|°. On a étudié ainsi la raie 7948,1755 Å correspondant à la transition 4 s' |1/2|' - 4 p' |1 1/2| ($0 \overset{J}{\rightarrow} 1$), la raie 8103 Å est plus intense mais moins polarisée et moins bien isolée. La durée de vie du niveau étudié est :

$$\tau_e = 2{,}9\ 10^{-8} \text{ secondes} \quad (25)$$

La section efficace des collisions A^* - A pour le niveau $2p_4$ étudié n'étant pas connue, on a évalué approximativement la pression de l'Argon I nécessaire pour doubler la largeur de la raie à partir de σ efficace pour le niveau analogue dans le Néon donnée dans (26)
$\sigma\ Ne^{*\prime}$ - Ne = 77 x 10^{-6} cm^2, on trouve pour notre cas :

$$\sigma\ A^* - A \# 200\ Å^2.$$

La vitesse thermique moyenne de l'AI étant de 750 m/s, on aura $\Gamma collision = 2 \times 10^{-8} \times n \times 0{,}75 \times 10^3 = \Gamma naturelle = 3.10^{-8}$, d'où $n \# 10^{22}$ atomes/m^3.

Il faut donc travailler à une pression de 3.10^{-1} Torr pour doubler la largeur HANLE qui a été calculée $\Delta H \# 4{,}5$ Gauss.

On a donc commencé le travail avec une cellule d'AI à pression 10^{-1} Torr pour tracer la courbe HANLE à pression réduite (car le signal d'orientation est 0,5% de ce signal rectiligne de référence).

Le métastable était bien peuplé car le taux d'absorption de la raie 7948 Å de la lampe excitatrice arrivait jusqu'à 45%.

Toutefois, avec tous les essais qu'on a faits, la courbe HANLE correspondante avait un rapport S/B = 5 qu'on pouvait améliorer en remplaçant le monochromateur par un filtre centré sur la raie 7948 Å (fig. 24).

On a essayé alors la deuxième raie qui répondait à toutes les exigences de l'expérience : 7383 Å ($1 \overset{J}{\rightarrow} 2$) correspondant à la transition 4 s |1 1/2|° - 4 p' |1 1/2| et le résultat était guère mieux.

POMPAGE OPTIQUE DE L'AI

λ = 7948 Å

FIG. 24

Schéma d'un canon à électrons

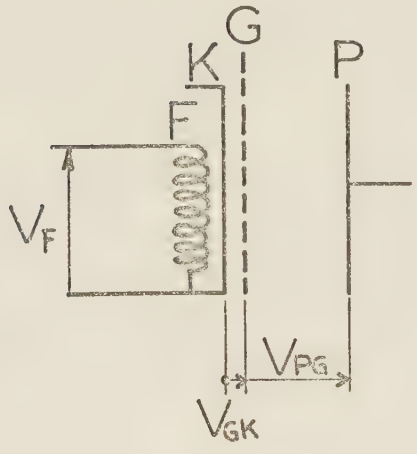


FIG. 25

d) Commentaire :

L'Argon offrait pour notre problème un certain nombre d'avantages, mais le fait que les lampes soient peu intenses apportait une grosse difficulté expérimentale. On a essayé plusieurs façons de construction de lampe intense mais on n'a jamais eu le résultat satisfaisant pour entreprendre l'expérience voulue.

Le même problème concernant la faiblesse de l'intensité des lampes d'excitation devait se produire pour les autres gaz rares, Krypton, Xénon, ... On a abandonné la technique de pompage optique au profit du bombardement des gaz rares par canon d'électrons.

C/ Bombardement électronique :

Il s'agit ici de l'expérience classique du bombardement des atomes de la vapeur par un faisceau d'électrons directifs dans une triode (anode P - grille G - cathode K, filament F) (Fig. 25).

Dans ce cas, on pouvait étudier facilement des mélanges de gaz rares car on n'avait plus les difficultés de pompage optique citées précédemment. Par contre, on était obligé d'étudier des raies relativement fines, facilement élargies en augmentant la pression du mélange, la technique du bombardement électronique ne permettant pas d'exciter et de polariser des gaz à fortes pressions.

D'un autre côté, les essais de bombardement électronique de l'Argon et du Néon ont donné des courbes d'effet HANLE de rapport S/B très insuffisant.

Pour cela, on a pensé étudier un mélange d'He ($1,2 \times 10^{-1}$ Torr) et d'A (2×10^{-2} Torr), le rapport des pressions relatives était calculé pour que l'élargissement de la raie 4922 Å de l'HeI, par collisions, essentiellement contre l'A soit égal à la largeur naturelle de cette raie mesurée par d'autres $\Delta \simeq 3,6$ Gauss (27) (le remplissage statique des triodes par le mélange des deux gaz ne permettait pas de règler la pression avec précision mais ceci n'a aucune importance dans cette étape).

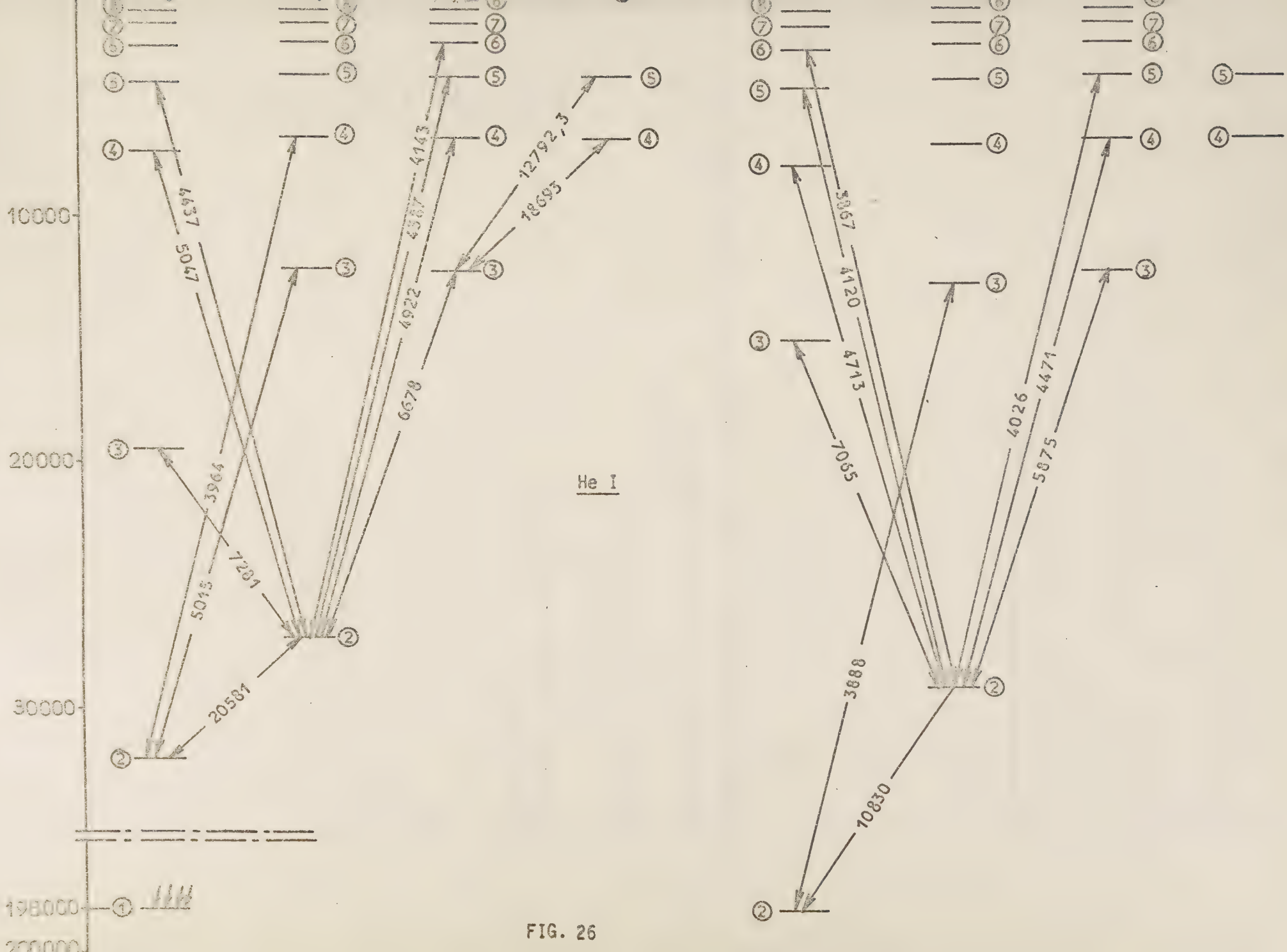

10000
20000
30000
198000
4537
5047
3964
7281
5015
20581
4143
4387
4922
6678
12792,3
18693
He I
3867
4120
4713
7065
3888
10830
4026
4471
5875

FIG. 26

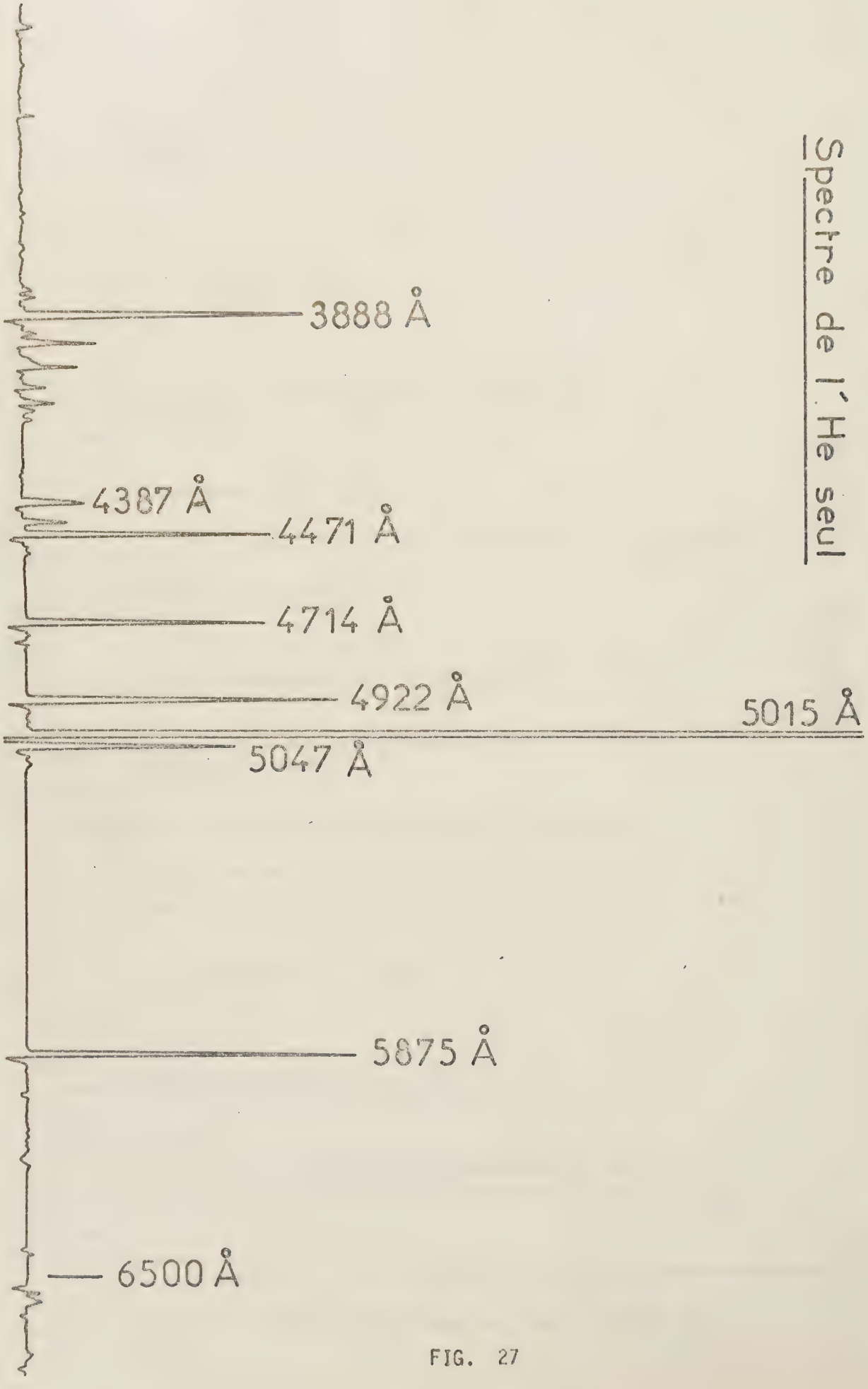

Spectre de l'He seul
3888 Å
4387 Å
4471 Å
4714 Å
4922 Å
5015 Å
5047 Å
5875 Å
6500 Å

FIG. 27

Spectre A seul

FIG. 28

Spectre He_A
4333 A I
4387 He I
4472 He I
4510 AI
4714 He I
4752 AI
4768 AI
4798 AI
4887 AI
4922 He I
4956 AI
5015 He I
5047 He I – 5048 AI
5060 AI

FIG. 29

Cette raie a l'avantage d'être intense et polarisée ce qui a permis d'avoir des courbes HANLE de bon rapport S/B (Fig. 31-a).

En même temps, on traçait les courbes d'effet HANLE du signal circulaire pour vérifier qu'en détectant toute la raie DOPPLER (absence d'interféromètre), ce signal est nul. Or, ce n'était pas le cas de nos expériences car il existait un signal circulaire d'amplitude 5% de celle du signal rectiligne (Fig.31-a)On a essayé d'étudier ce signal parasite (en vue de l'éliminer) qui était la somme de deux signaux :

- un signal provenant de la biréfringence du verre servant à construire la triode d'autant plus que la cellule en question n'avait pas de fenêtre d'observation à face plane.

- un signal d'orientation provenant du champ électrique existant entre l'anode et la grille car, pour avoir un bon signal, on a été obligé de mettre une différence de potentiel entre la plaque et la grille dont la distance n'était que de quelques millimètres (8 mm à peu près).

L'identification de ces deux signaux a été faite de la manière suivante :

- on a gardé constante la tension VGK entre la grille et la cathode et on a varié la tension VPG entre la plaque (anode) et la grille, ce qui revenait à varier la grandeur du champ électrique. On trouvait alors que, pour les faibles valeurs de la tension VPG, le signal circulaire avait une largeur à mi-hauteur comparable à celle de l'alignement. C'est sans doute le signal qui correspond à la biréfringence (Fig.30) car, en utilisant une cellule à fenêtre d'observation plane (ce qui n'est pas suffisant pour éliminer la biréfringence), ce signal résiduel devient de 1% au lieu de 5%. D'un autre côté, en augmentant la tension VPG, on a vu le signal circulaire croître et même changer de signe, de même que sa largeur croissait rapidement (Figs31). Ce signal est sans ambiguïté dû à la présence du champ électrique.

L'élimination de ces deux signaux parasites n'est pas difficile. Avec une fenêtre d'observation à face plane mais construite avec un verre SPECTROSIL (biréfringence inférieure à 0,05%), le premier signal parasite était négligeable. Pour le second, il suffisait de construire des triodes dont l'espacement grille-anode était plus grand (l'amplitude du signal cir-

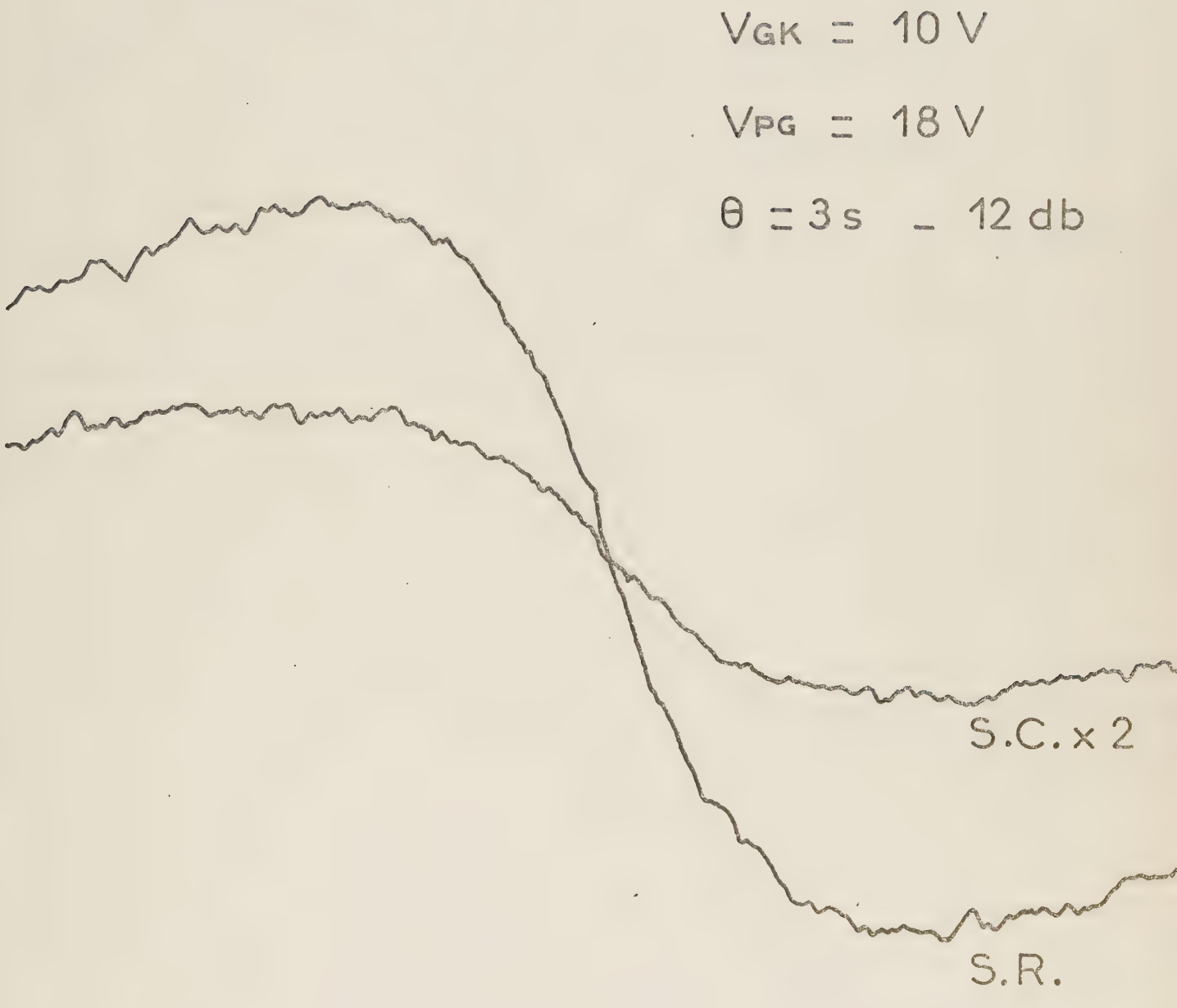


FIG. 30-a

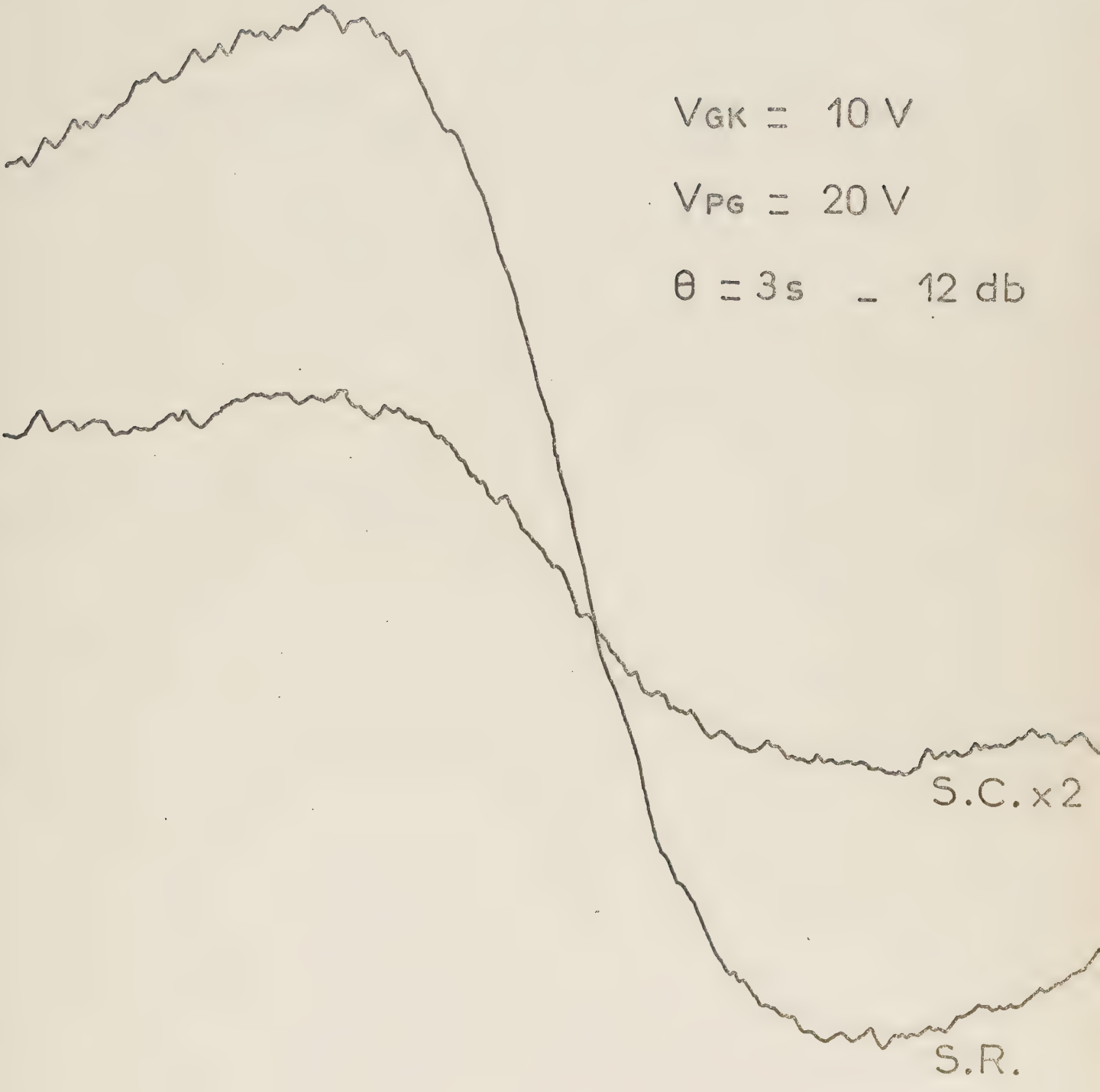


FIG. 30-b

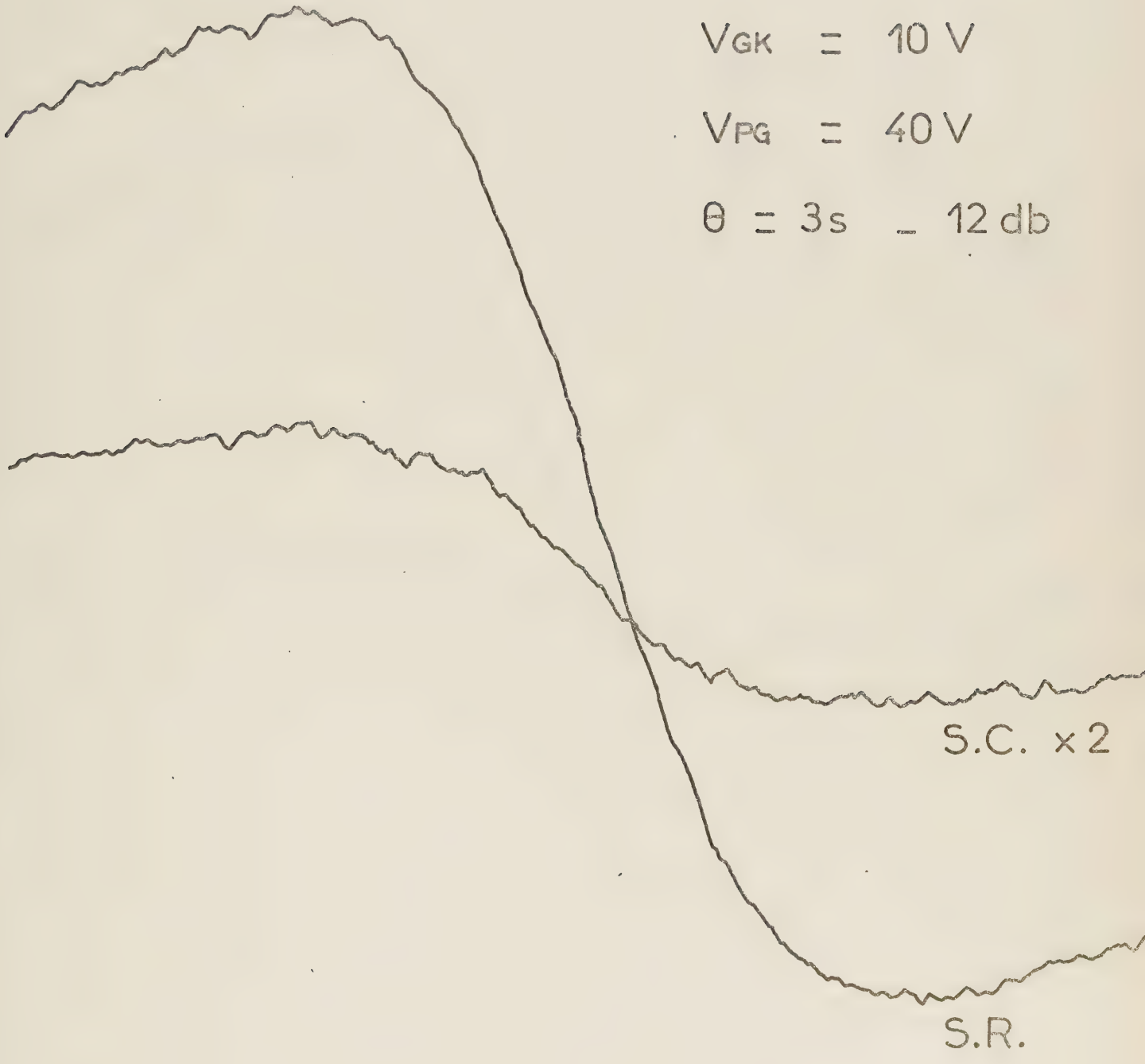


FIG. 30-c

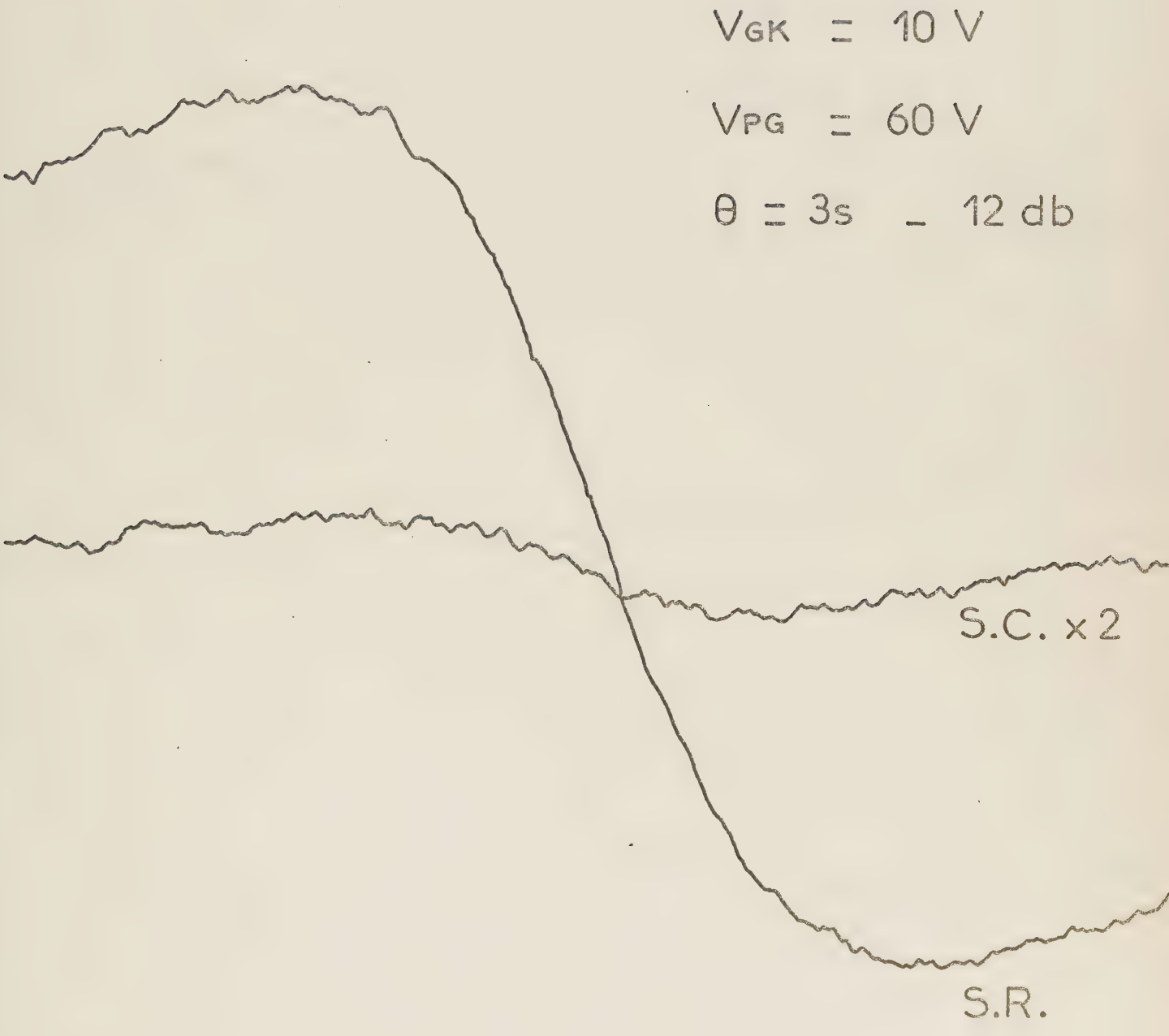


FIG. 30-d

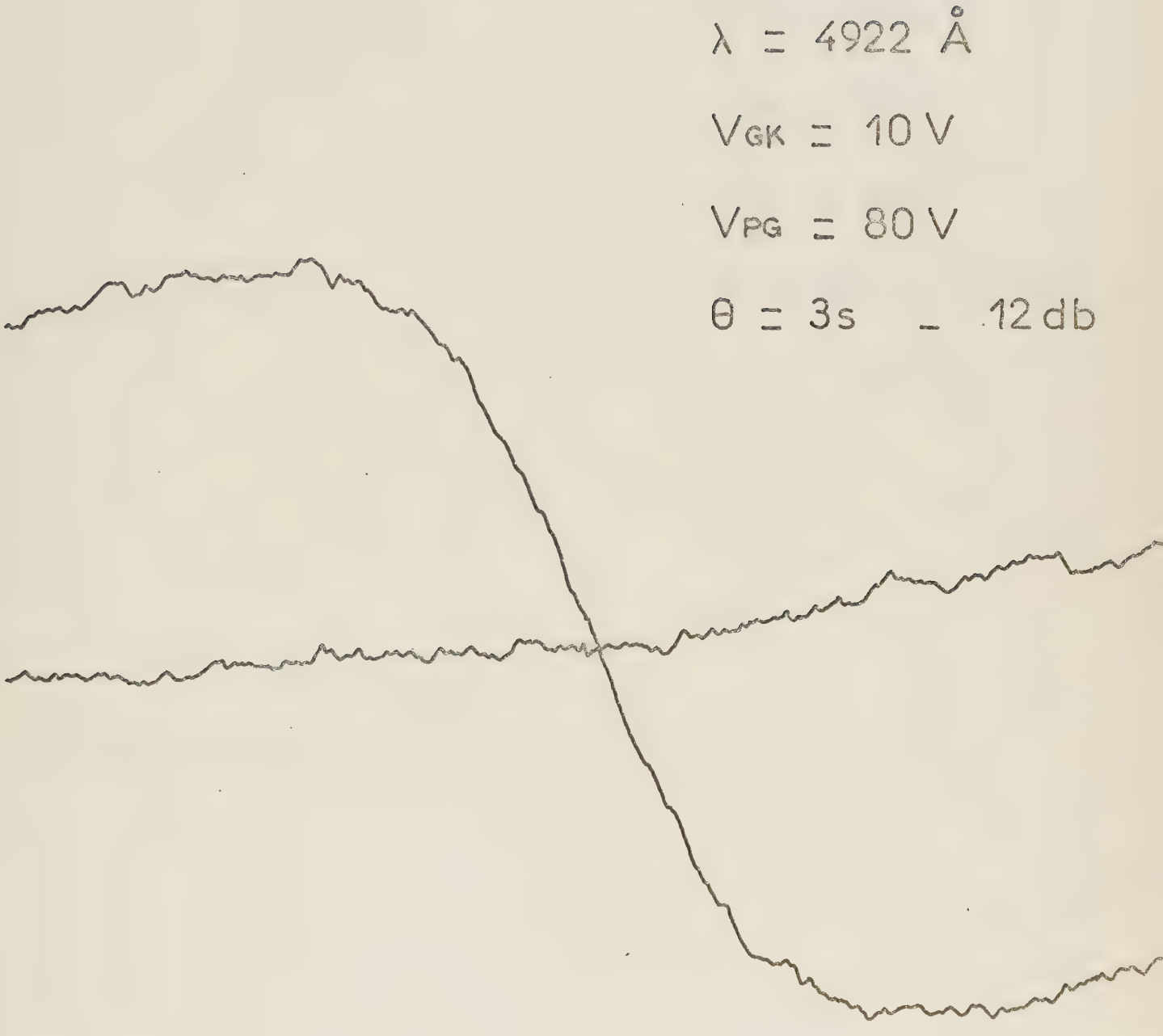


FIG. 30-e

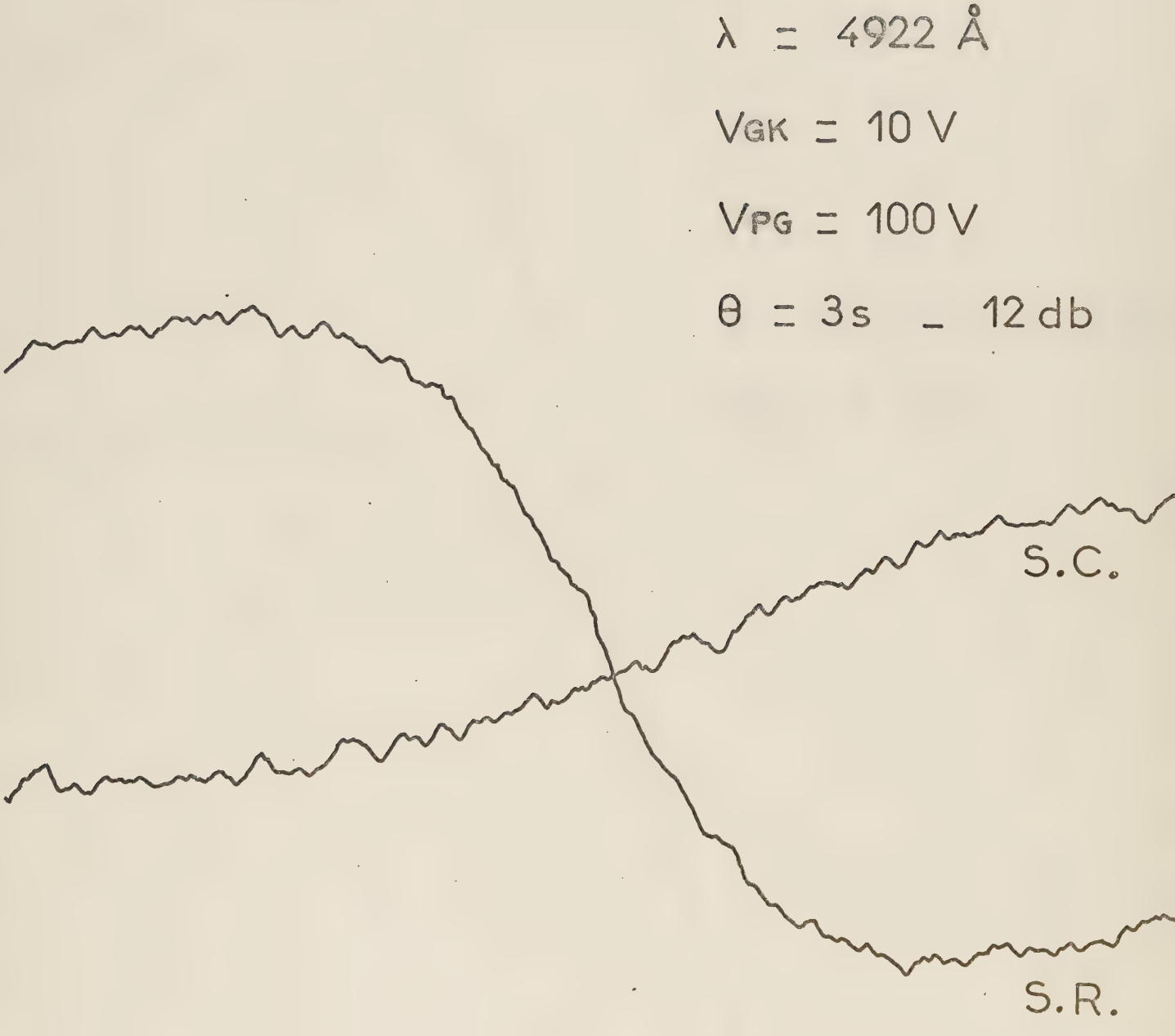


FIG. 30-f

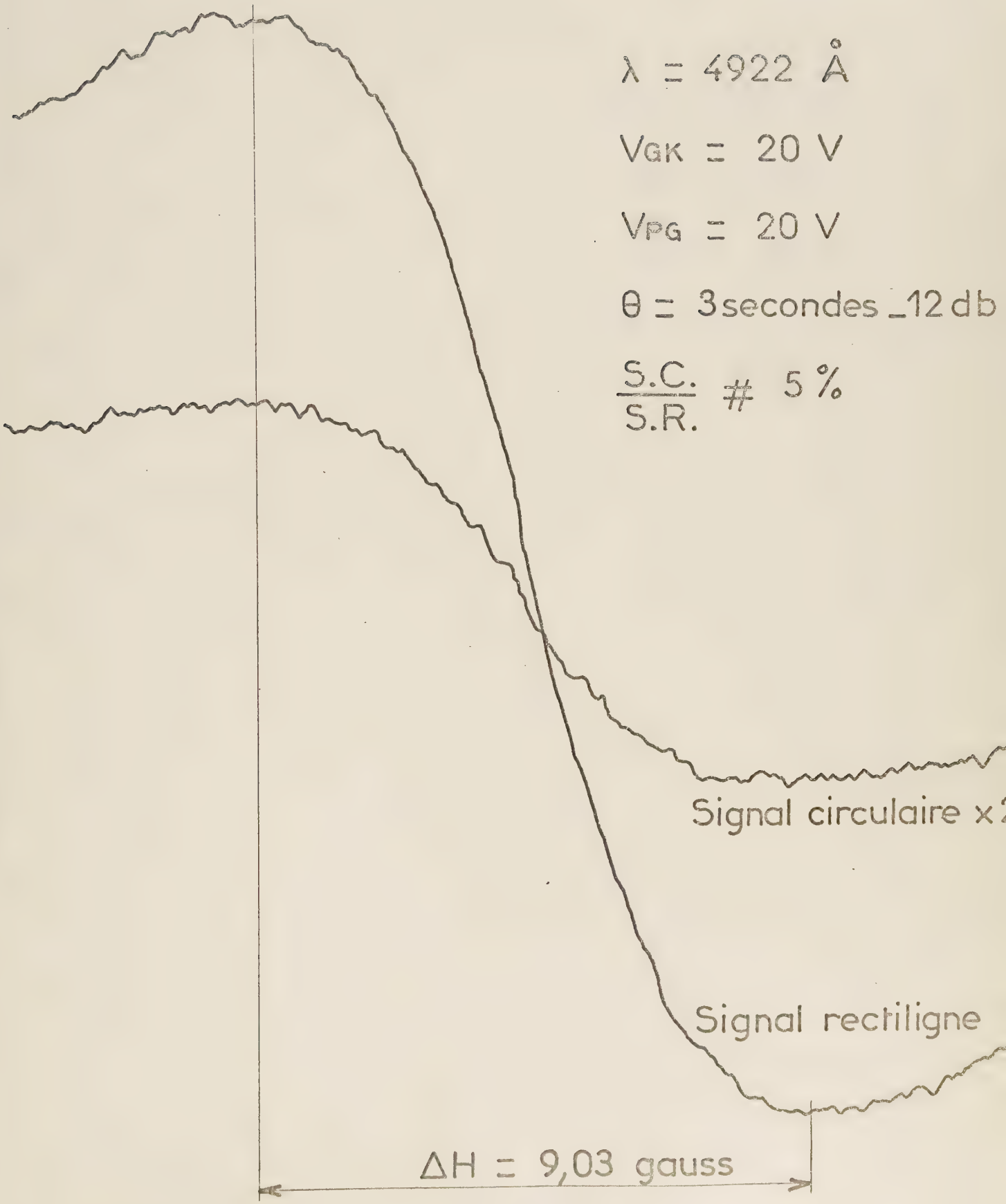

λ = 4922 Å
VGK = 20 V
VPG = 20 V
θ = 3 secondes _12 db
S.C. / S.R. # 5 %
Signal circulaire x2
Signal rectiligne
ΔH = 9,03 gauss

FIG. 31-a

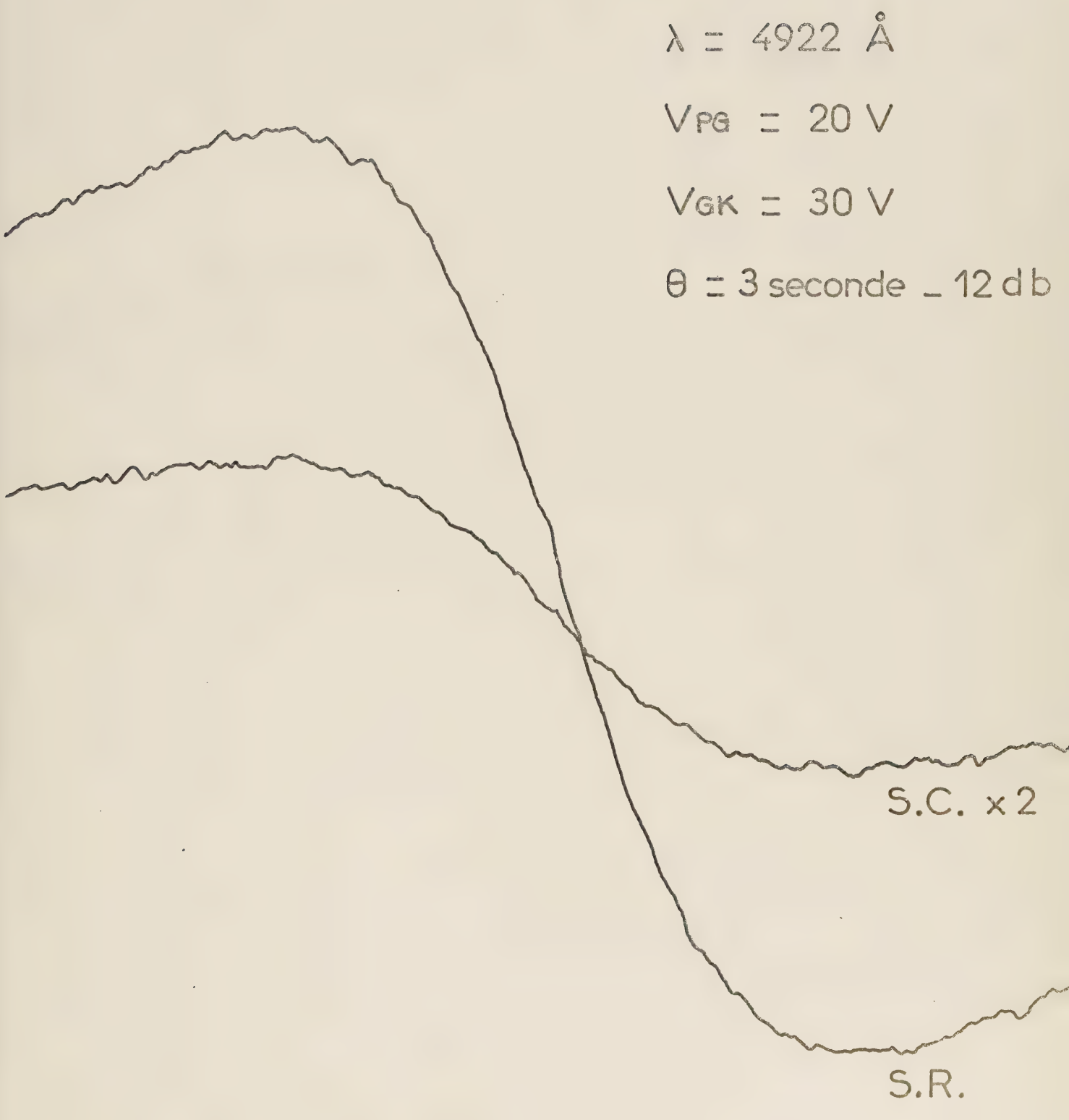


FIG. 31-b

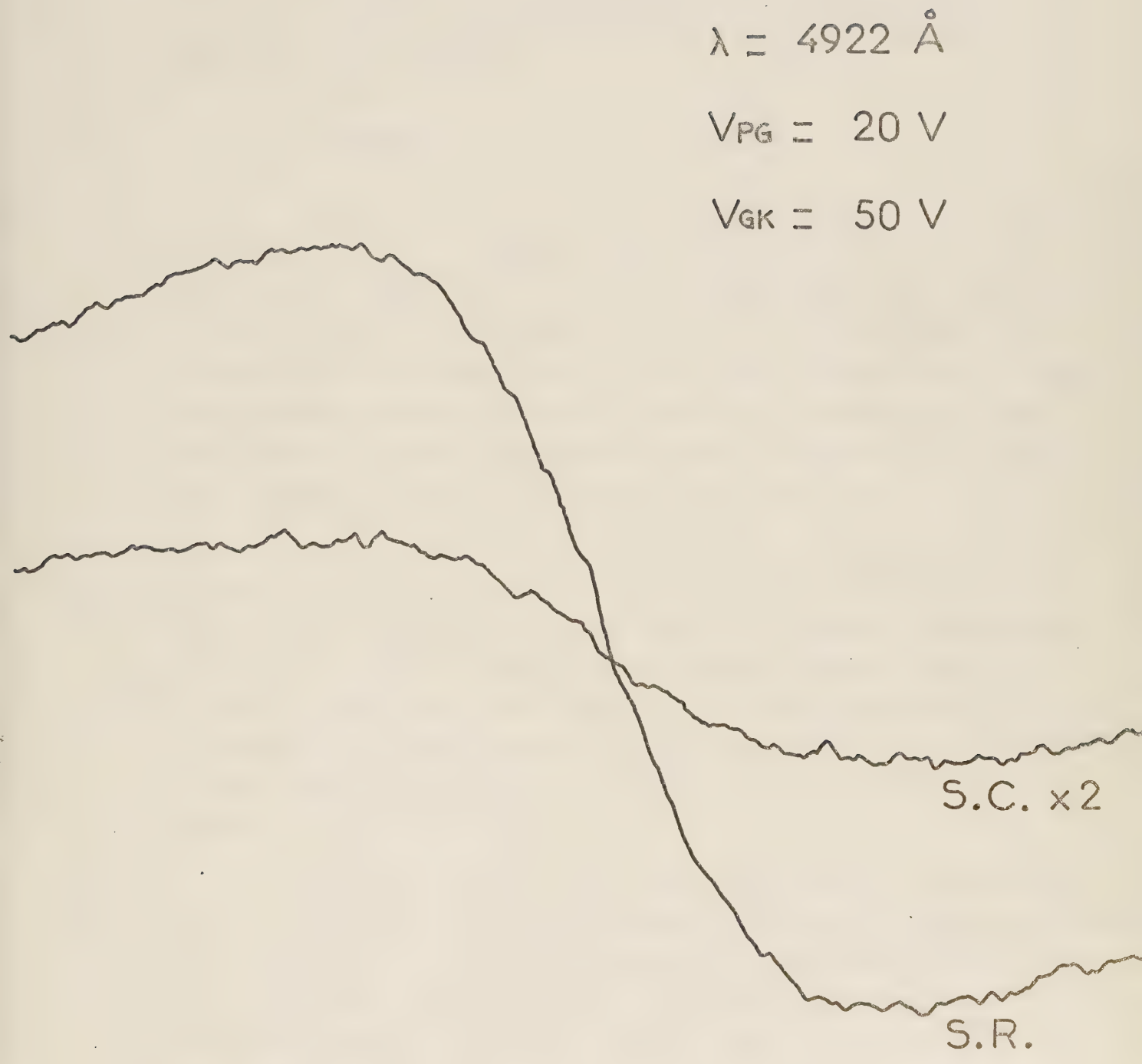


FIG. 31-c

culaire due au champ électrique est proportionnelle au carré de celui-ci).

On a quand même essayé d'étudier d'autres raies de l'HeI correspondant à des niveaux excités qui n'ont pas de niveaux voisins perturbants (donc effet du champ électrique inexistant - voir partie théorique -) mais ces raies ne donnaient pas des courbes d'effet HANLE satisfaisantes (la raie 6678 Å par exemple (Fig.32)).

Remarque :

Le premier signal parasite dont on a parlé précédemment était dû à la biréfringence de la fenêtre d'observation (qu'on a remplacée par une fenêtre en SPECTROSIL) mais aussi à la biréfringence du système optique de détection notamment les lentilles de focalisation. Il fallait donc mettre le polariseur tournant avant les lentilles et pour ne pas perdre de l'intensité du signal détecté (angle solide), très près de la cellule. Le polariseur monté sur un disque entrainé par un moteur synchrone n'était plus adéquat car celui-ci créait des champs magnétiques parasites.

Pour cela, on a construit un polariseur tournant entrainé par une soufflerie d'air comprimé avec une autre arrivée d'air servant pour la suspension du porte-polariseur (coussin d'air). L'air comprimé à une pression de l'ordre de 7 Kg/cm^2 traversait un premier filtre détendeur puis un autre détendeur régulateur avant d'arriver à la turbine proprement dite ce qui assurait une fréquence de rotation très stable (au bout de quelques jours de fonctionnement) et règlable (on arrivait facilement à des fréquences de rotation de l'ordre de 120 Hz).

On a adopté, sauf quelques petites modifications, le même montage que celui utilisé à l'E.N.S. (Ecole Normale Supérieure - laboratoire de Spectroscopie Hertzienne : le filtre détendeur était du type SUNVIC (modèle 2291 - pression d'entrée maximum = 16 Kg/cm^2 - régulation de 0,1 à 4 Kg/cm^2) et le détendeur régulateur du type G.E.C. ELLIOTT (modèle 40-15 - régulation de 0 à 1 Kg/cm^2) - (Fig. 33).

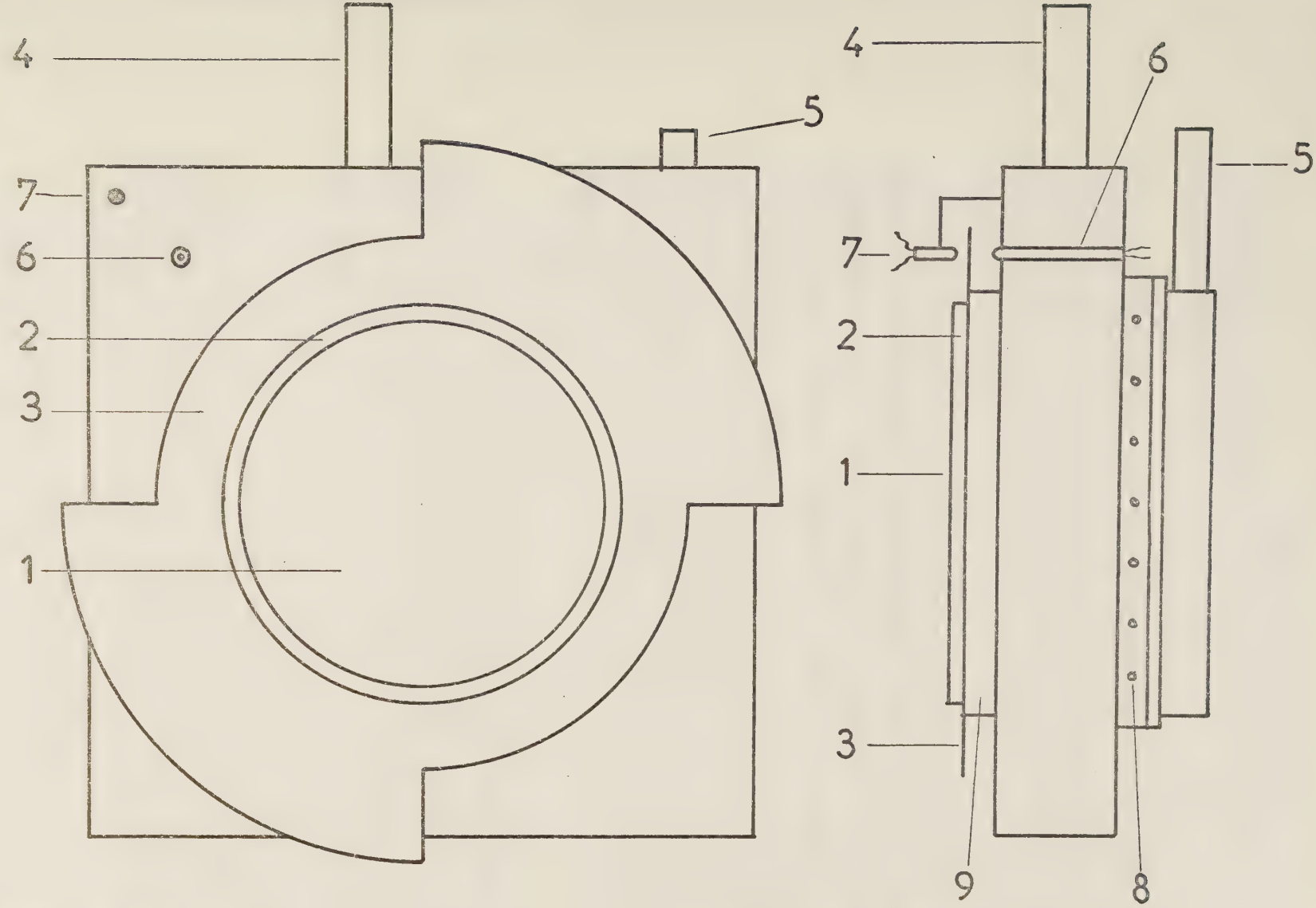
$\lambda = 6678$ Å

$V_{GK} = 10$ V

$V_{PG} = 50$ V

$\theta = 3s$ _ 12 db

FIG. 32



1 - Polariseur tournant
2 - Bague fixant (1)
3 - Disque ajouré
4 - Entrée d'air comprimé (suspension)
5 - Entrée d'air comprimé (entraînement)
6 - Photodiode de référence
7 - Porte-lampe éclairant la photodiode
8 - Trous d'évacuation de l'air comprimé
9 - Porte disque et polariseur

FIG. 33

D/ Commentaire :

Les expériences préliminaires décrites précédemment avaient, dans leur ensemble, conduit à des résultats favorables. Pour mettre en évidence l'effet d'orientation recherché, il aurait fallu entreprendre la construction du Michelson à champ compensé.

Toutefois, en cette période, le Laboratoire de Physique Ionique et Moléculaire, dirigé par Monsieur DUFAY à LYON (ancien Laboratoire de Physique de l'Atmosphère) qui travaillait sur la "beam-foil" (des ions accélérés à haute énergie traversant une feuille en or ou en carbone ; on étudiait les états excités du faisceau neutralisé par le choc après la traversée de la feuille), venait de prendre une nouvelle orientation, car des membres de ce Laboratoire avaient trouvé qu'en remplaçant la cible solide par une cible gazeuse (enceinte de gaz avec pompage dynamique), les atomes-cibles étaient excités par le choc contre le faisceau et en même temps polarisés rectilignement.

Un contrat A.T.P. (Action thématique Programmée) nous a permis de travailler en collaboration avec cette équipe (en particulier avec Messieurs CARRE et GAILLARD) profitant ainsi d'une nouvelle technique (haute énergie) plus souple et s'adaptant bien au sujet qu'on étudiait et de moyens financiers plus valables.

Pour cela, au profit de cette nouvelle technique de travail, on a abandonné le projet de détection du bord de la raie DOPPLER par interféromètre MICHELSON compensé, plus difficile à réussir (faible signal attendu, construction délicate de l'interféromètre, ...) et moins riche en possibilités d'exploitation.

III/ BOMBARDEMENT D'UNE CIBLE GAZEUSE PAR UN FAISCEAU D'IONS ACCELERES (beam-gaz)

A/ Introduction :

Comme on l'a dit précédemment, cette partie a été faite en commun avec l'équipe de Physique ionique et Moléculaire dirigée par M. DUFAY. Les premières expériences sur la polarisation du faisceau et de la cible, excités par le choc mutuel, ont été faites par MM. GAILLARD et CARRE de cette équipe. Trouvant que leurs expériences touchaient de très près à notre domaine, et en particulier au travail entrepris sur l'étude des collisions anisotropes, on a décidé de travailler en commun.

On décrira ci-après le montage utilisé et les expériences préliminaires de base ; ensuite, on passera aux expériences des collisions anisotropes, et on décrira leur évolution avec les discussions correspondantes.

B/ Description du montage :

Le montage servant à ces études étant un montage classique ayant été décrit en détail par ailleurs (28), on se contente ici d'une description succinte. Il est essentiellement formé de :

- *source d'ions* : servant à créer des ions, par décharge H.F. dans le cas d'une source gazeuse (H_2^+, He^+, Ne^+, ...), ou bien par chauffage d'un filament dans le cas d'ions d'un corps solide (Li^+, Na^+, ...).

- *accélérateur* : extraits, ces ions sont ensuite accélérés par un accélérateur S.A.M.E.S. (énergie d'accélération variant de 30 à 150 Kev). Deux lentilles quadrupolaires, et trois diaphragmes successifs servent à focaliser et à diaphragmer le faisceau d'ions pour le rendre cylindrique et homogène, avant son arrivée à l'enceinte du gaz-cible. Notons toutefois qu'un système de pompage (pompage primaire et secondaire) sert à créer le vide dans l'accélérateur et à évacuer le gaz de l'enceinte. Des jauges à ionisation, étalonnées sur une jauge Macléod, servent à mesurer le vide.

- *enceinte cible* : est constituée d'un cylindre en acier inox avec un hublot latéral servant de fenêtre d'observation à 90° du faisceau. Cette enceinte a deux orifices qui servent à laisser pénétrer le faisceau d'ions et à évacuer le gaz-cible provenant d'une bouteille de gaz sous pression (ou d'un mélange de deux gaz) par l'intermédiaire d'un détendeur et d'une vanne à microfuite réglable. Derrière cette enceinte se trouve un cylindre de Faraday servant à capter les ions du faisceau et mesurer ainsi son intensité par un microampèremètre.

- *champs magnétiques statiques* : Trois paires de bobines (en position Helmholtz chacune) servent à compenser la composante verticale du champ terrestre (bobines à axe vertical), à balayer selon la direction du faisceau d'ion (appelées bobines longitudinales de champ magnétique maximum de 100 gaus pour tracer les courbes pseudo-Brossel, tandis que les deux bobines à axe transversal (perpendiculaire à la direction du faisceau) dont le champ magnétique maximum dans leur centre Helmholtz ne dépasse pas 30 gauss, servent à créer la composante transversale paramétrique nécessaire pour les courbes d'effet Hanle à 90° du faisceau.

- *Détection* : est faite d'une manière classique en détectant à 90° du faisceau, la lumière émise de la vapeur de l'enceinte-cible, par un photomultiplicateur (refroidi par effet Peltier) relié à une détection synchrone (P.A.R.), les résultats étant accumulés dans un sélecteur multicanaux DIDAC 800) relié à une perforatrice de bande (TALLY), une imprimante numérique, et une sortie analogique (enregistreur dérouleur MESSI).

Entre l'enceinte-cible et le P.M. on a intercalé un polariseur (H.N. 38 ou bien une lame $\frac{\lambda}{4}$) monté sur un roulement à billes et entraîné à une fréquence de 25 HZ par un moteur de pompe de machine à laver. La technique du disque tournant, du signal de référence, etc ... est la même que celle déjà décrite précédemment (jet atomique). Les bobines de champ magnétique sont alimentées par des alimentations régulées en tension ou bien en courant (K.E.P.C.O.). Un système formé d'un générateur de fonction, d'un amplificateur opérationnel, et d'un synchronisateur, sert à commander d'une manière synchrone les alimentations de balayage du champ magnétique et l'accumulation des résultats dans le "multicanaux".

La (fig. 34) donne un schéma du montage utilisé.

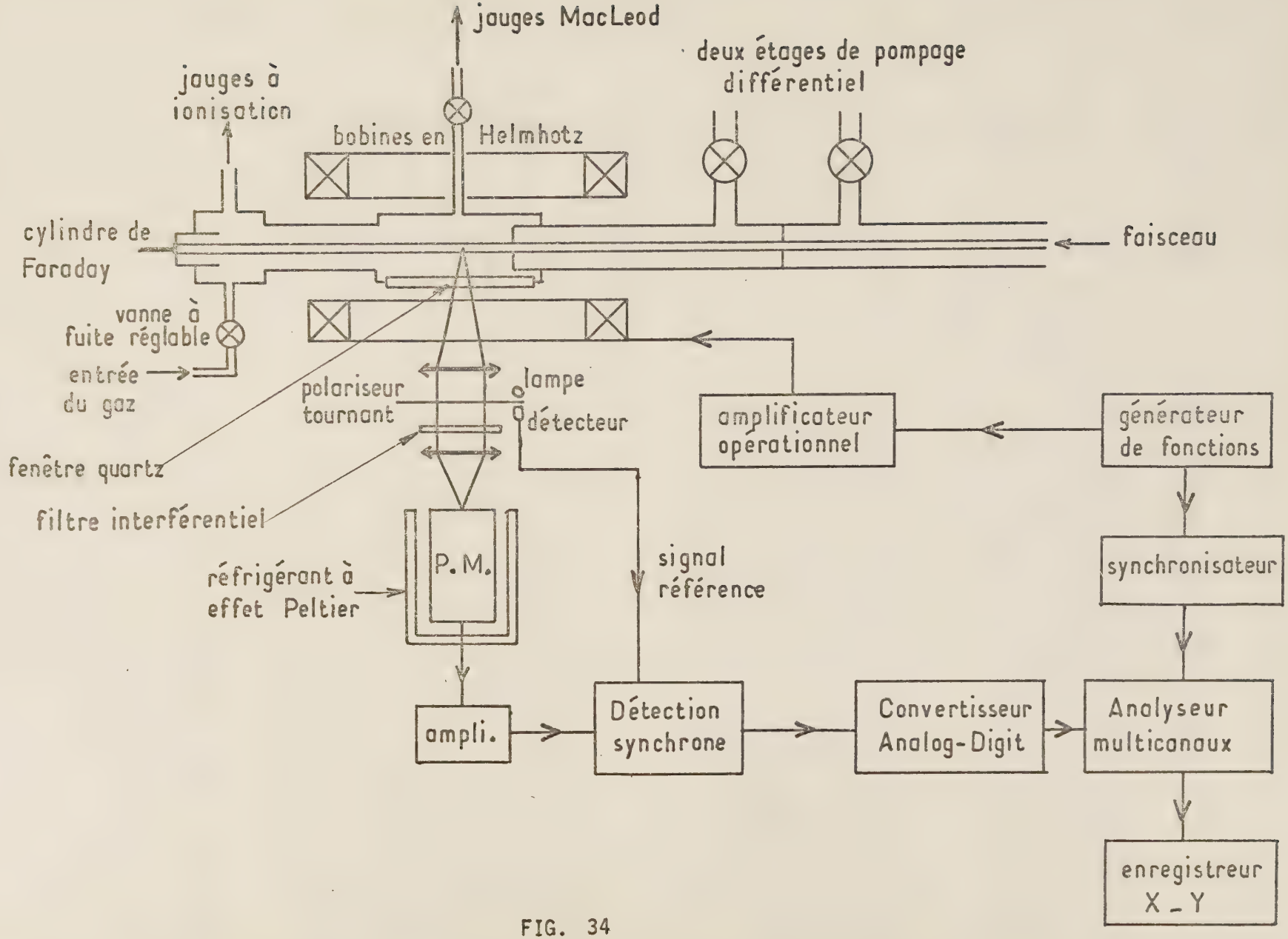

jauges MacLeod
deux étages de pompage différentiel
jauges à ionisation
bobines en Helmhotz
cylindre de Faraday
faisceau
vanne à fuite réglable
entrée du gaz
polariseur tournant
lampe
détecteur
amplificateur opérationnel
générateur de fonctions
fenêtre quartz
filtre interférentiel
P.M.
réfrigérant à effet Peltier
signal référence
synchronisateur
ampli.
Détection synchrone
Convertisseur Analog-Digit
Analyseur multicanaux
enregistreur X_Y

FIG. 34

C/ Polarisation de la lumière du faisceau et de la cible :

Le faisceau d'ions accélérés, rentrant en collision avec les atomes du gaz-cible, excite ceux-ci et s'excite lui-même. Il y avait là un vaste champ d'étude concernant l'excitation, l'ionisation, et la polarisation de la cible et du faisceau ; en plus des combinaisons très variées, élément projectile - élément cible étaient possibles.

Les premières expériences mettant en évidence la polarisation de la lumière émise par la cible excitée ou le faisceau ont été faites par M. CARRE en comptage de photons (ensuite l'extension des études a nécessité l'utilisation des techniques de détection synchrone) qui a montré qu'il était possible d'obtenir de très bons rapports S/B sur des courbes d'effet Hanle, ce qui est une condition première pour entreprendre des expériences plus fines.

D/ Recul de la cible :

En étudiant l'effet Hanle sur la lumière alignée de la cible en He I excitée par un faisceau d'ions en Li^+, CARRE a montré que les atomes cibles, excités et alignés par le faisceau, acquéraient, sous l'effet du choc excitateur, une vitesse de recul nettement plus grande que la vitesse thermique. L'existence de ce recul a été déduite en comparant l'élargissement des courbes Hanle en fonction de la pression du gaz-cible à celui étudié par la technique du bombardement électronique (29) ou de décharge H.F. (27) (fig.35). Il est à noter que des constatations analogues ont été faites simultanément par BUCHAUPT (30) avec, comme projectile H^+, H_2^+, He^+, Li^+ et Ne^+.

Ce recul dépend, pour une cible de nature donnée, de la nature du projectile et de son énergie d'accélération. Il nous a été nécessaire d'optimiser ces facteurs : par exemple, pour la raie 4922 Å de l'He I en cible, et pour un faisceau de Li^+, la (fig.36) montre que le recul est maximum pour une énergie d'accélération du faisceau de l'ordre de 20 Kev ; or, expérimentalement, à cette énergie, le faisceau est beaucoup (10 fois) plus faible et très instable, ce qui nous a amené à travailler à une énergie de 100 Kev, où la section efficace de recul est supérieure au double de la section efficace électronique, (dans le cas d'un faisceau en Na^+ on a travaillé à une énergie d'accélération de 70 à 80 Kev où la section efficace de recul est à peu près quadruple) (fig.35) ; la stabilité était alors très satisfaisante, et les courbes

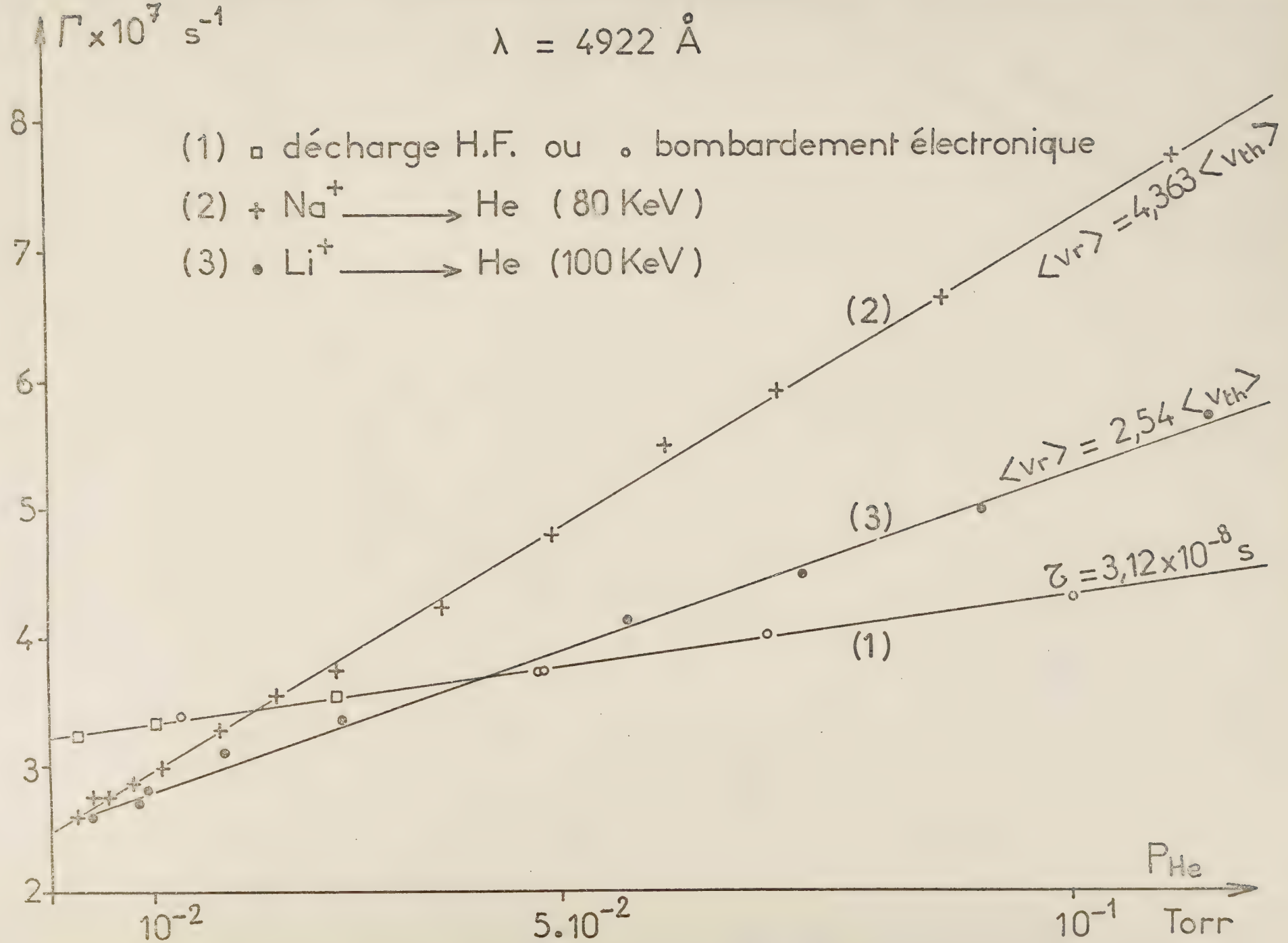

Γ x 10^7 s^-1
λ = 4922 Å
(1) ▫ décharge H.F. ou ◦ bombardement électronique
(2) + Na+ ⟶ He (80 KeV)
(3) • Li+ ⟶ He (100 KeV)
8
7
6
5
4
3
2
(2)
(3)
(1)
⟨vr⟩ = 4,363 ⟨vth⟩
⟨vr⟩ = 2,54 ⟨vth⟩
τ◦ = 3,12 x 10^-8 s
PHe
10^-2
5.10^-2
10^-1
Torr

FIG. 35

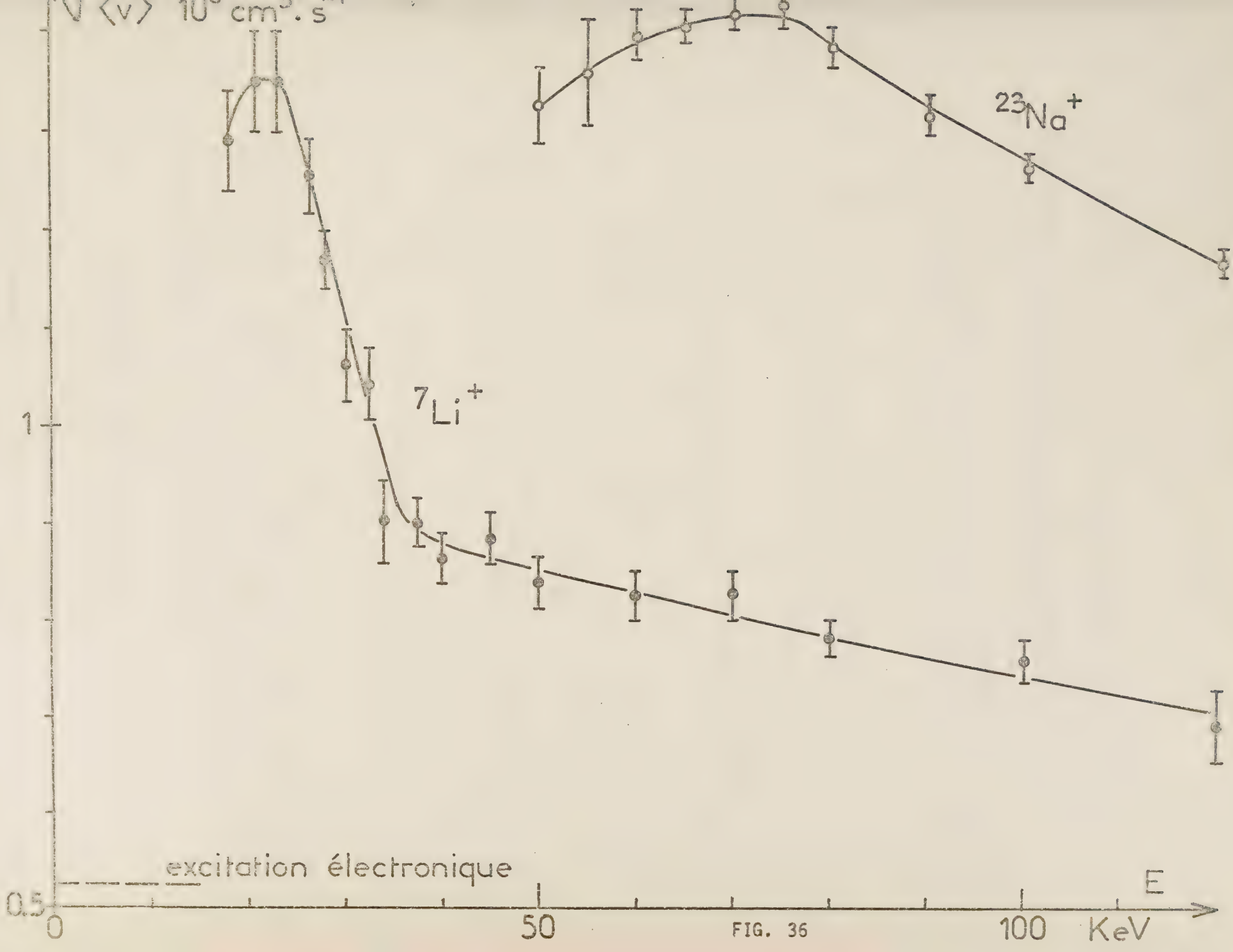

$\sqrt{\langle v \rangle}$ 10^8 $cm^3.s^{-1}$
$^{23}Na^+$
$^7Li^+$
1
0.5
excitation électronique
E
0
50
100
KeV

FIG. 36

d'effet Hanle avaient des rapports S/B satisfaisants.

E/ Recherche du signal d'orientation dû à l'anisotropie du recul :

Dans le cas d'une cible en He I, on a étudié le recul des atomes cibles (raie 4922 Å) dans deux cas : un faisceau d'ions en Li^+ accéléré à 100 Kev, ou bien un faisceau en Na^+ accéléré à 70 ou 80 Kev. De la figure (35) on tire :

- Cas du Na^+ (80 Kev) : $\sigma\langle v_r\rangle \# 4{,}36 \times \sigma\langle v_{th}\rangle$
- Cas du Li^+ (100 Kev) : $\sigma\langle v_r\rangle \# 2{,}54\ \sigma\langle v_{th}\rangle$

En supposant que c'est la vitesse de l'atome cible qui a changé et non la section efficace, on tire :

$\langle \nu \text{ recul} \rangle = 2{,}54 \langle \nu \text{ thermique} \rangle$ (Na^+ à 80 Kev)

$\langle \nu \text{ recul} \rangle = 4{,}3 \langle \nu \text{ thermique} \rangle$ (Li^+ à 100 Kev)

avec $\langle \nu$ thermique $\rangle$ = vitesse thermique moyenne mesurée dans le cas d'excitation par décharge (27) ou de bombardement électronique (29) ; ce qui permet d'écrire :

Energie de recul de la cible = $(2{,}54)^2$ E thermique (pour Na^+ à 80 Kev

et : $E_r = (4{,}3)^2$ E thermique (pour Li^+ à 100 Kev

Le calcul exact des angles de recul dans ces deux cas a été fait dans la partie théorique, en nous basant sur les données expérimentales qu'on vient de citer. Mais avant de passer aux expériences proprement dites, on va justifier le choix de l'He I comme élément d'étude en sachant a priori qu'il n'est pas l'élément idéal pour nos expériences.

1°/ Choix de l'élément d'étude :

Pour faire les expériences en question, on avait besoin, comme on l'a cité maintes fois, d'un gaz atomique n'ayant pas de structure hyperfine, ni de structure fine compliquée (notamment de largeur voisine à la

largeur naturelle du niveau excité étudié - Effet LEHMANN) ; les alcalins sont exclus a priori pour des raisons techniques (four pour chauffer l'enceinte des collisions, et réfrigérant pour condenser les atomes de la vapeur de l'alcalin pour l'empêcher de rentrer dans les pompes à vide) exigées par le travail en commun avec l'équipe de M. DUFAY. On a ainsi été amené à choisir un gaz rare comme élément d'étude, mais parmi ceux-ci il fallait choisir celui qui répondait à plusieurs exigences :

- le niveau d'énergie étudié devait ne pas subir des cascades provenant des niveaux supérieurs (ou plutôt le moins possible) car un effet de cascade pouvait se superposer à l'effet recherché.

- la raie étudiée devait présenter des courbes d'effet Hanle ayant un très bon rapport S/B (raie intense et polarisée) et une largeur naturelle facilement élargie par collisions (en augmentant la pression du gaz-cible) pour que la pression au niveau de l'accélérateur ne monte pas trop (elle doit rester inférieure à $1,75 \times 10^{-1}$ Torr dans l'enceinte).

Le seul gaz rare qui a été étudié de manière approfondie par l'équip de M. DUFAY et dont les résultats étaient précis est l'He I. On a alors commencé à travailler sur la raie 4922 Å qui répondait aux critères précédents ; en particulier, les effets de cascade semblaient a priori très faibles d'après les considérations suivantes :

- Les études faites en beam-foil sur cette raie n'avaient pu mettre en évidence des cascades ; ceci n'est pas suffisant, car :

- Il a été montré par St-JOHN et FOWLER (31) qu'en milieu gazeux et pour des pressions supérieures à 10^{-2} mmHg (pressions auxquelles on travaillait) il existe des transferts importants de population, par collisions entre niveaux très excités de l'He : des niveaux de cascades peu alimentées par excitation directe peuvent être ainsi alimentés par transfert collisionnel : ce fait ne peut être montré par beam-foil où les atomes excités sont pratiquement dans le vide.

- Les résultats de St JOHN et FOWLER qui étudiaient ces transferts ne sont pas directement exploitables dans notre cas, car ils étudient des transferts de population alors que nos expériences étudient des phénomènes de polarisation : une cascade importante mais non polarisée n'est pas une gêne pour nous.

- Des études des effets de cascade sur la polarisation faites par M. GIROUD (25) d'une part, et MM. PINARD et LALOE (32) d'autre part, ne permettaient pas, sauf dans des conditons très particuli!res, d'observer de cascades sur la raie 4922 Å (issue du niveau 4 $^1D_2$) alors qu'elles montraient une cascade très nette sur la raie 6678 Å (issue du niveau 3 $^1D_2$). PINARD et LALOE utilisaient l'excitation dans une décharge de l'hélium 3 dont le spin nucléaire était orienté par pompage optique : le taux de polarisation circulaire observé sur les raies émises n'était pas le même selon que l'excitation était directe ou par cascade.

  GIROUD étudiait la courbe représentant l'évolution de la largeur de la courbe d'effet Hanle en fonction de la pression. En l'absence de cascade (et de collisions inélastiques) cette courbe est une droite dont la pente est proportionnelle à la section efficace de dépolarisation ; en présence de cascade la largeur de la courbe d'effet Hanle résultante (qui diffère peu d'une courbe d'effet Hanle simple ainsi que nous l'étudions, à moins que la largeur du niveau cascadant soit beaucoup plus faible) est une fonction de la largeur du niveau supérieur alimentant la cascade, et de l'amplitude de cette cascade : lorsque l'on fait varier la pression la section efficace du niveau supérieur est différente (en général beaucoup plus grande) de celle du niveau étudié, de sorte que ce niveau (cascadant) s'élargit et se dépolarise plus vite. La largeur de la courbe résultante, en fonction de la pression, n'est alors plus une droite. Dans le cas de la raie 6678 Å excitée par Li^+, étudiée par CARRE, par exemple (fig.37) on observe d'abord une remontée rapide qui correspond au fait que la cascade fine qui existe à pression nulle s'élargit et se dépolarise rapidement (la pente de cette droite n'est pas la section efficace de dépolarisation telle qu'on la mesurait en étudiant directement le niveau supérieur de la cascade car la remontée résulte autant, sinon plus, de la dépolarisation du niveau qui cascade que de son élargissement).

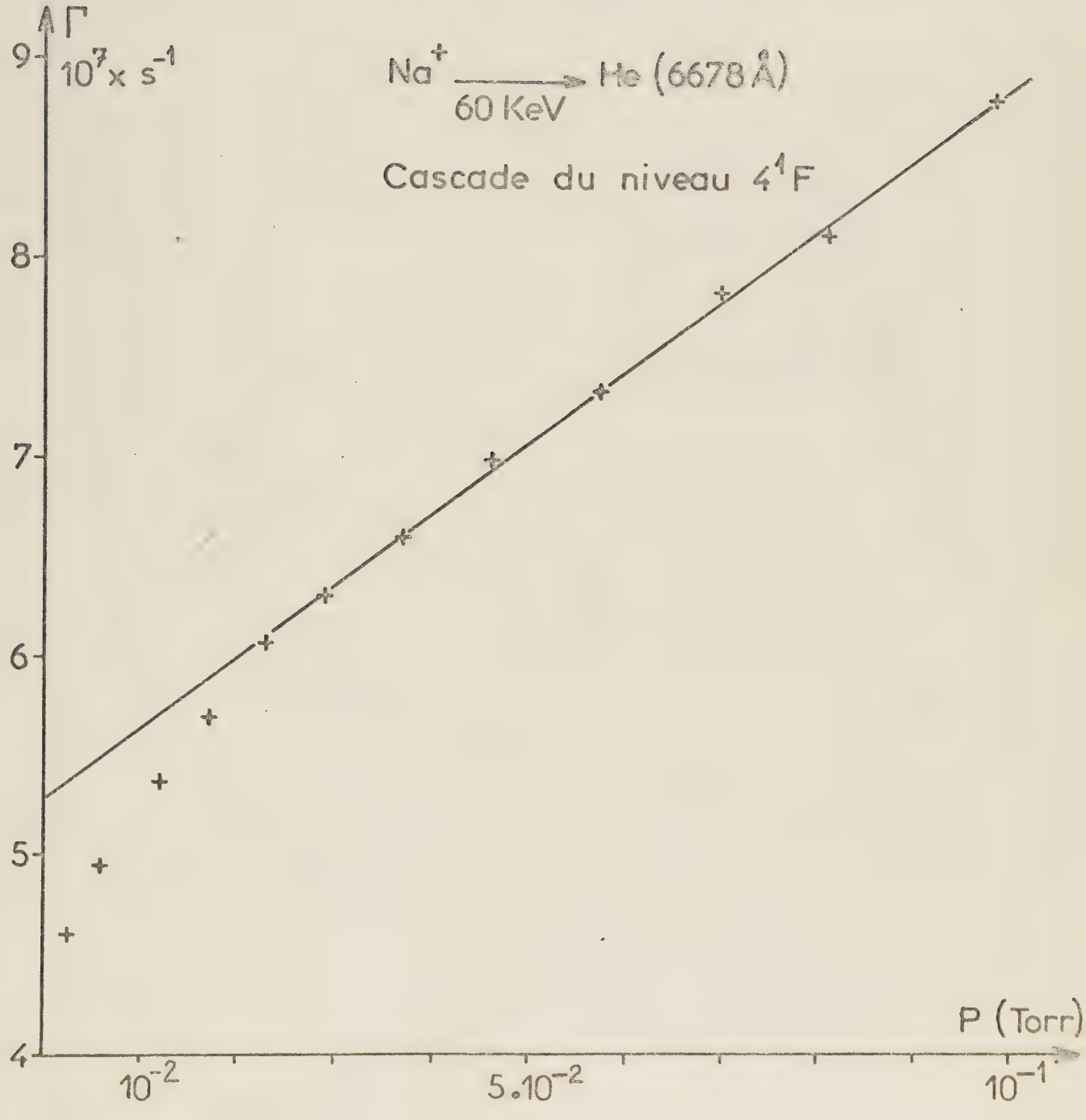

Γ
$10^7 \times s^{-1}$
9
8
7
6
5
4
Na^+ → He (6678 Å)
60 KeV
Cascade du niveau 4^1F
P (Torr)
10^{-2}
5.10^{-2}
10^{-1}

FIG. 37

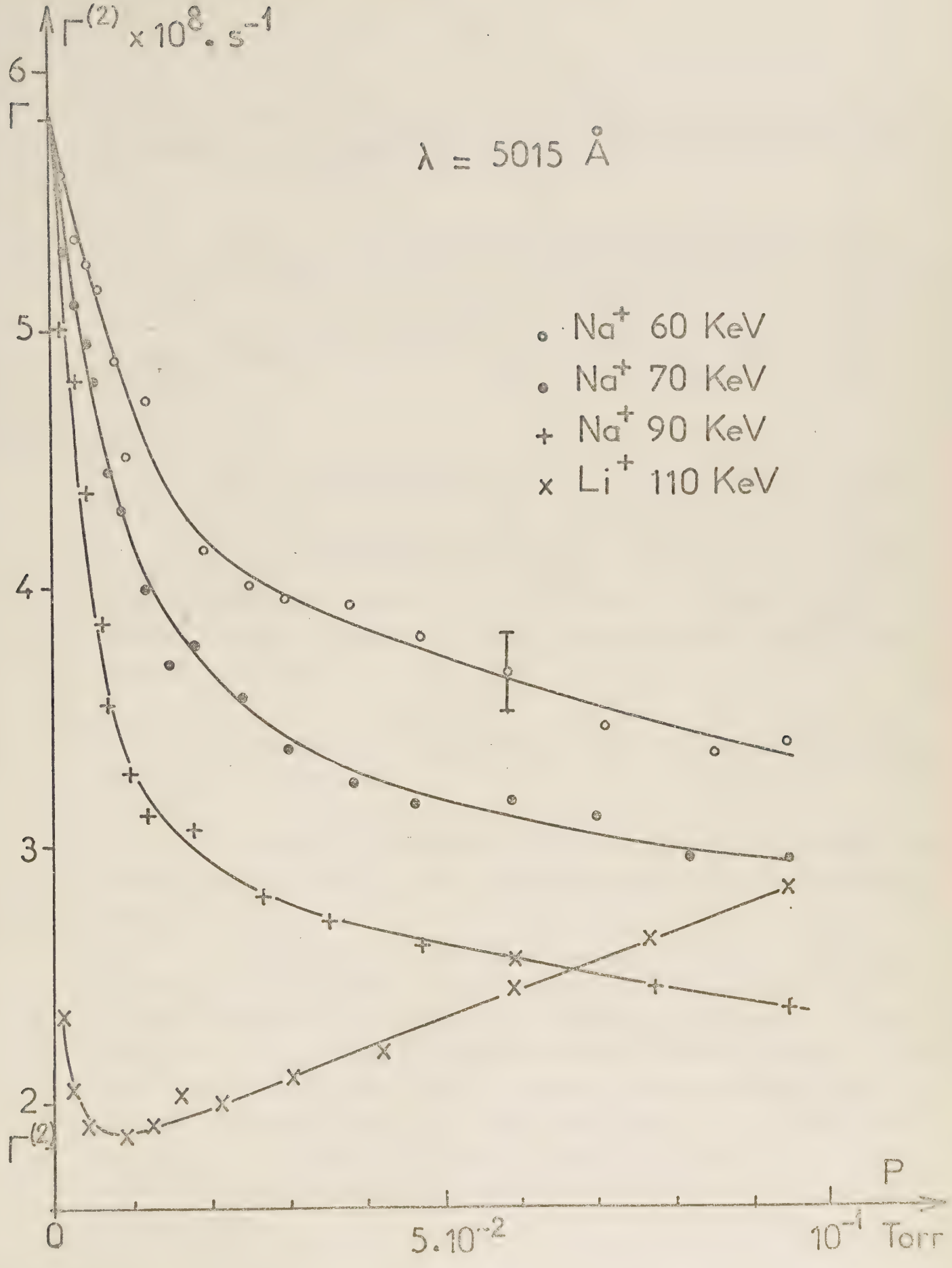

$\Gamma^{(2)} \times 10^8 . s^{-1}$
6
Γ
5
4
3
2
$\Gamma^{(2)}$
λ = 5015 Å
Na^+ 60 KeV
Na^+ 70 KeV
Na^+ 90 KeV
Li^+ 110 KeV
P
0
5.10^{-2}
10^{-1} Torr

FIG. 38

Au-delà on observe une deuxième droite qui correspond au niveau 3 $^1D_2$ pur, la cascade étant complètement dépolarisée.

GIROUD avait observé sur la même raie 6678 Å un phénomène plus compliqué, car dans ses conditions d'excitation (décharge H.F.) différentes de celles de CARRE, il n'y avait pas (ou peu) de cascade à pression nulle, mais il apparaissait une cascade due au mécanisme de transfert, étudié par St JOHN et FOWLER et mentionné ci-dessus, à des pressions de l'ordre de 10^{-2} Torr.

Or dans le cas de la raie 4922 Å, tant dans l'excitation par électrons, ou par un faisceau accéléré de Li^+ ou de Na^+, on observe une courbe $\Gamma = f(P)$ parfaitement linéaire (fig.35). Dans la mesure où 10 % de cascade 2 fois plus fine donne une variation de largeur de 5 %, bien supérieure à notre précision expérimentale (1 %), il semblait que les effets de cascade devaient être très faibles. Nous verrons toutefois qu'elles nous ont gêné dans nos expériences.

Ayant adopté l'He comme élément d'étude, on pouvait faire les expériences par deux méthodes :

- ou bien sur le faisceau (les ions du faisceau se neutralisent par échange d'électrons dans le choc faisceau-cible, s'excitent et s'alignent en même temps),

- ou bien sur les atomes excités de la cible. Mais, vu les grandes vitesses relatives faisceau - cible, la première méthode sortait complètement du cadre théorique de nos calculs. D'un autre côté, l'effet Hanle subissait des oscillations si on ne détectait pas assez loin de l'orifice d'entrée du faisceau dans l'enceinte-cible. Pour cela, on a écarté la première méthode d'étude au profit de la deuxième, bien qu'elle présentait l'avantage que l'anisotropie dans ce cas se fait selon une direction, celle du faisceau, (et non un plan anisotrope comme dans la seconde méthode) ; en plus, ici, l'anisotrope est presque totale.

Parmi les raies de la cible excitée, on a écarté la raie 6678 Å à cause des cascades; comme on l'a déjà mentionné, la raie 5015 Å avait un bon rapport S/B mais subissait un effet de diffusion multiple (fig.38). Ainsi on a fait les expériences sur la raie 4922 Å de la cible.

2°/ Expériences :

Ces expériences avaient pour but essentiel de déceler un signal d'orientation créé par les collisions anisotropes ; en même temps, il fallait étudier l'évolution du signal rectiligne pour vérifier si les conditions de l'expérience étaient favorables à la création de l'orientation. Pour cela, on traçait à chaque fois deux courbes d'effet Hanle : une pour le signal rectiligne, et une autre pour le signal circulaire, et on étudiait leur évolution en fonction de la pression du gaz-cible et de l'énergie d'accélération du faisceau excitant, en ajustant ces courbes sur des lorentziennes théoriques, l'écart quadratique moyen indiquant l'erreur commise par l'ajustement.

On a fait ces expériences en excitant par un faisceau de Li^+, ensuite par un faisceau de Na^+.

a) Etude en fonction de la pression :

On excitait la cible en He par un faisceau de Li^+ accéléré à une énergie de 100 Kev, et on réajustait le courant du photomultiplicateur à $3,5 \times 10^{-8}$ Ampères avant chaque mesure. On dresse ci-après un tableau résumant les variations, en fonction de la pression, de l'amplitude et de la largeur à mi-hauteur des courbes d'effet Hanle du signal rectiligne, en gardant les résultats en canaux, (du sélecteur multicanaux), et la pression en unités Varian, la conversion en gauss et en Torr respectivement n'étant pas nécessaire pour le moment.

Or, dans cette première série de mesures, le faisceau de Li^+ n'était pas suffisamment stable, ce qui nous a amené à faire une deuxième série avec

un faisceau plus stable de Li^+ accéléré à 100 Kev et un courant photomultiplicateur réajusté pour chaque mesure à 3×10^{-8} Ampères. D'où le tableau suivant :

1ère série de mesures

N° manip.	Pression He I U.Varian	Amplitude A	1/2 largeur à mi-hauteur Γ	Centre X_o	Base	Ecart quadratique moyen E.Q.M.	N=Nbre de passages
1	10^{-3}	642,0139	9,407500	107,3772	190,876	2,065810	1
2	$2x10^{-3}$	961,1018	9,758759	108,125	199,972	1,236617	1
3	$4x10^{-3}$	776,0944	10,43223	108,082	208,4422	0,63602	1
4	$6x10^{-3}$	$\frac{1304,525}{2}$	11,81958	108,0856	409,986	0,61527	2
5	$8,5x10^{-3}$	879,0949	12,76641	108,2109	197,2536	0,42048	1
6	$1,0x10^{-2}$	641,4057	13,99774	97,91258	195,5362	0,330206	1
7	$1,3x10^{-2}$	487,1296	15,7069	107,7129	203,2706	0,302309	1
8	$1,6x10^{-2}$	1227,872	17,03184	107,8759	153,9815	0,64089	1 l'amplit de n'a pa de sens i Courant P non réaju
9	$1,8x10^{-2}$	415,2285	18,15649	108,1891	201,7189	0,23142	1
10	$2x10^{-2}$	337,3715	19,14274	108,5493	208,7613	0,17912	1

2ème série de mesures

N° manip.	Pression U.Varian	Amplitude A	1/2 largeur à mi-hauteur Γ	Centre X_o	Base	E.Q.M.	Nbre de passages N
1	4×10^{-3}	1722,96	10,58754	107,3996	386,1645	1,535326	1
2	6×10^{-3}	1618,189	11,27220	107,5067	375,3298	1,281199	1
3	8×10^{-3}	1396,062	12,51569	107,3762	376,0864	1,040989	1
4	8×10^{-3}	1175,859	13,50941	107,8345	206,7619	0,88169	1
5	$1,5 \times 10^{-2}$	960,5402	15,68644	112,4032	223,4195	0,46798	1
6	$1,5 \times 10^{-2}$	970,3518	15,8374	107,4358	380,3974	0,57005	1
7	$1,5 \times 10^{-2}$	962,4047	15,7965	107,331	386,3281	0,71846	1
8	2×10^{-2}	817,1169	18,3388	107,4272	381,507	0,50113	1

P_{He} en Torr = 5,85 P_{He}Varian

Les graphiques ci-après (figs39) représentent l'évolution, en fonction de la pression, de la 1/2 largeur à mi-hauteur, de l'amplitude, et du produit amplitude par largeur, des courbes d'effet Hanle du signal rectiligne (en échelle normalisée pour les 2 séries de mesures). On en déduit que l'évolution du signal rectiligne en fonction de la pression est très normale, malgré l'imprécision des résultats expérimentaux provenant de l'instabilité du courant photomultiplicateur (réajusté à sa valeur de départ après chaque expérience, mais qui pouvait varier pendant le déroulement de lexpérience,) et du fait qu'on n'accumulait pas assez (1 passage seulement) au sélécteur multicanaux.

Quant au signal circulaire, malgré une accumulation de 6 passages pour chaque mesure, le rapport S/B des courbes Hanle est resté insuffisant pour les ajuster par des lorentziennes théoriques. On se contente alors de commenter les courbes analogiques correspondant à la deuxième série de mesures (fig. 140). On a constaté que quand la pression du gaz-cible augmentait, les courbes Hanle correspondant au signal rectiligne s'élargissaient tout en se dépolarisant (amplitude décroissante) tandis que les courbes Hanle du signal circulaire gardaient une amplitude pratiquement constante, et avaient une largeur très supérieure à celle de l'effet Hanle, et pratiquement constante.

Or, un signal d'orientation provenant d'une relaxation anisotrope doit disparaître à des faibles pressions car la désexcitation des atomes est essentiellement due à l'émission spontanée qui est un phénomène parfaitement isotrope. D'autre part, sa largeur, si l'orientation est créée dans le niveau $4\ ^1D_2$ doit tendre vers la largeur de ce niveau à basse pression, et croître avec lui en fonction de la pression au lieu de rester constante. Le seul cas qui puisse donner une largeur aussi grande et constante est celui où le signal d'orientation pourrait provenir du niveau très voisin $4\ ^1P_1$ par collision inélastique: la largeur de ce niveau est en effet très grande et à peu près constante dans le domaine de pression observé (où il est totalement emprisonné par diffusion multiple). Il n'est pas possible de prédire actuellement avec plus de précision quelle devrait être la largeur de la courbe observée dans le niveau $4\ ^1D_2$ par suite d'une collision inélastique, car il faudrait étudier l'influence de la diffusion multiple sur cette courbe. Il reste toutefois que dans un tel cas l'amplitude du signal d'orientation devrait tendre vers 0 avec la pression.

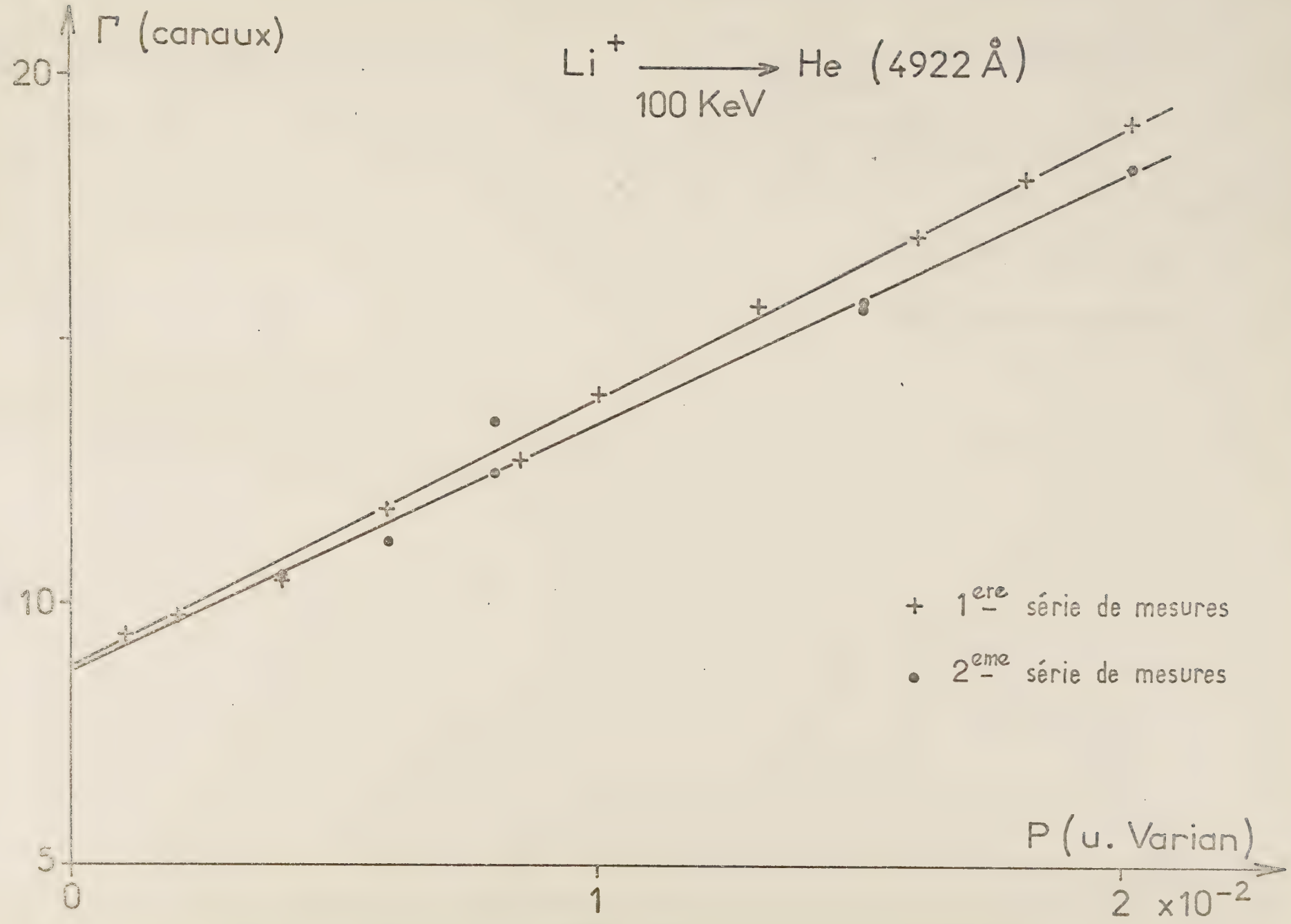

Γ (canaux)
20
10
5
0
1
2 x10⁻²
P (u. Varian)
Li⁺ ⟶ He (4922 Å)
100 KeV
+ 1ere série de mesures
• 2eme série de mesures

FIG. 39-a

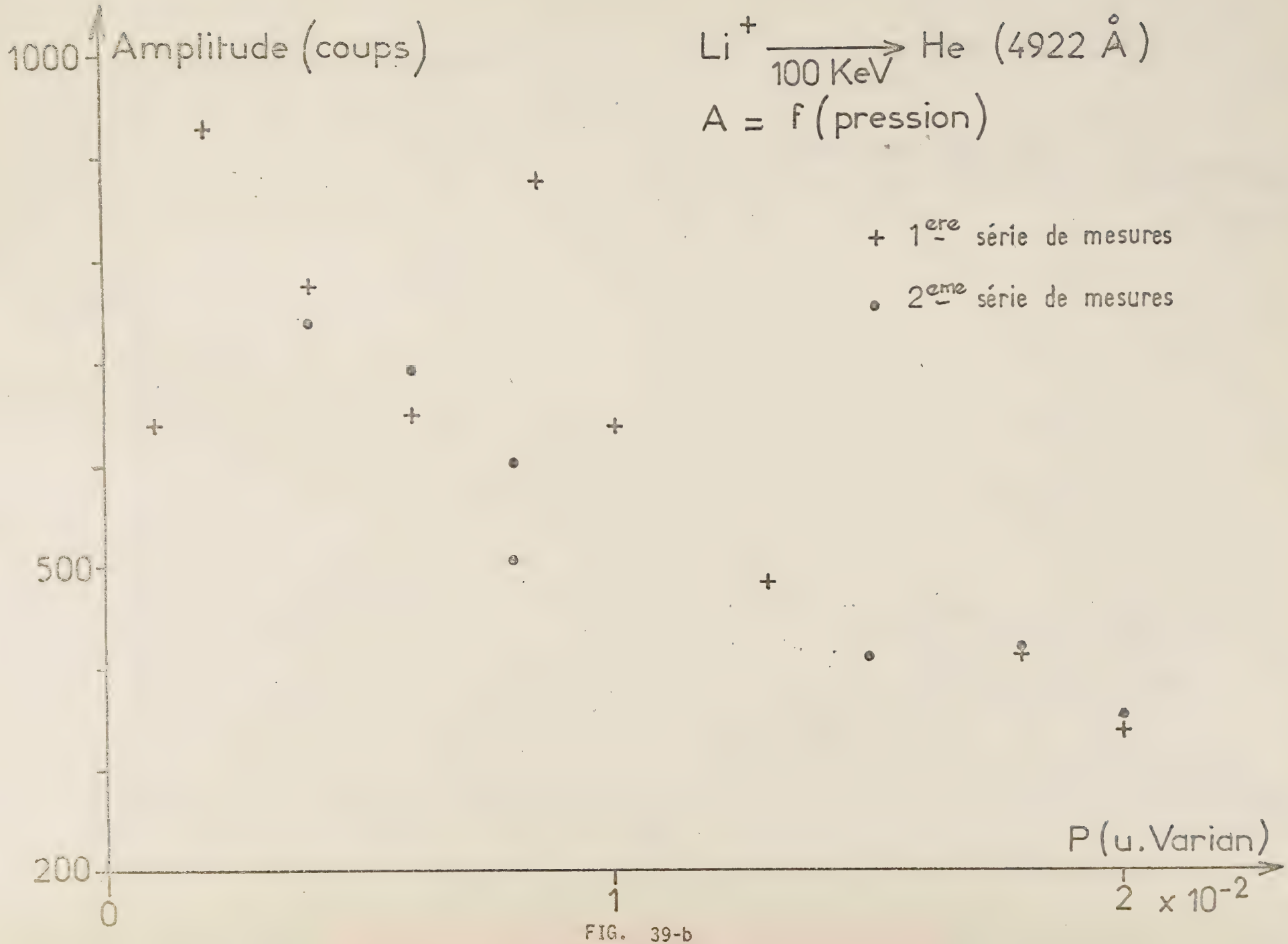

Amplitude (coups)
1000
500
200
0
1
2 x 10⁻²
P (u. Varian)
Li⁺ → He (4922 Å)
100 KeV
A = f (pression)
+ 1ère série de mesures
• 2ème série de mesures

FIG. 39-b

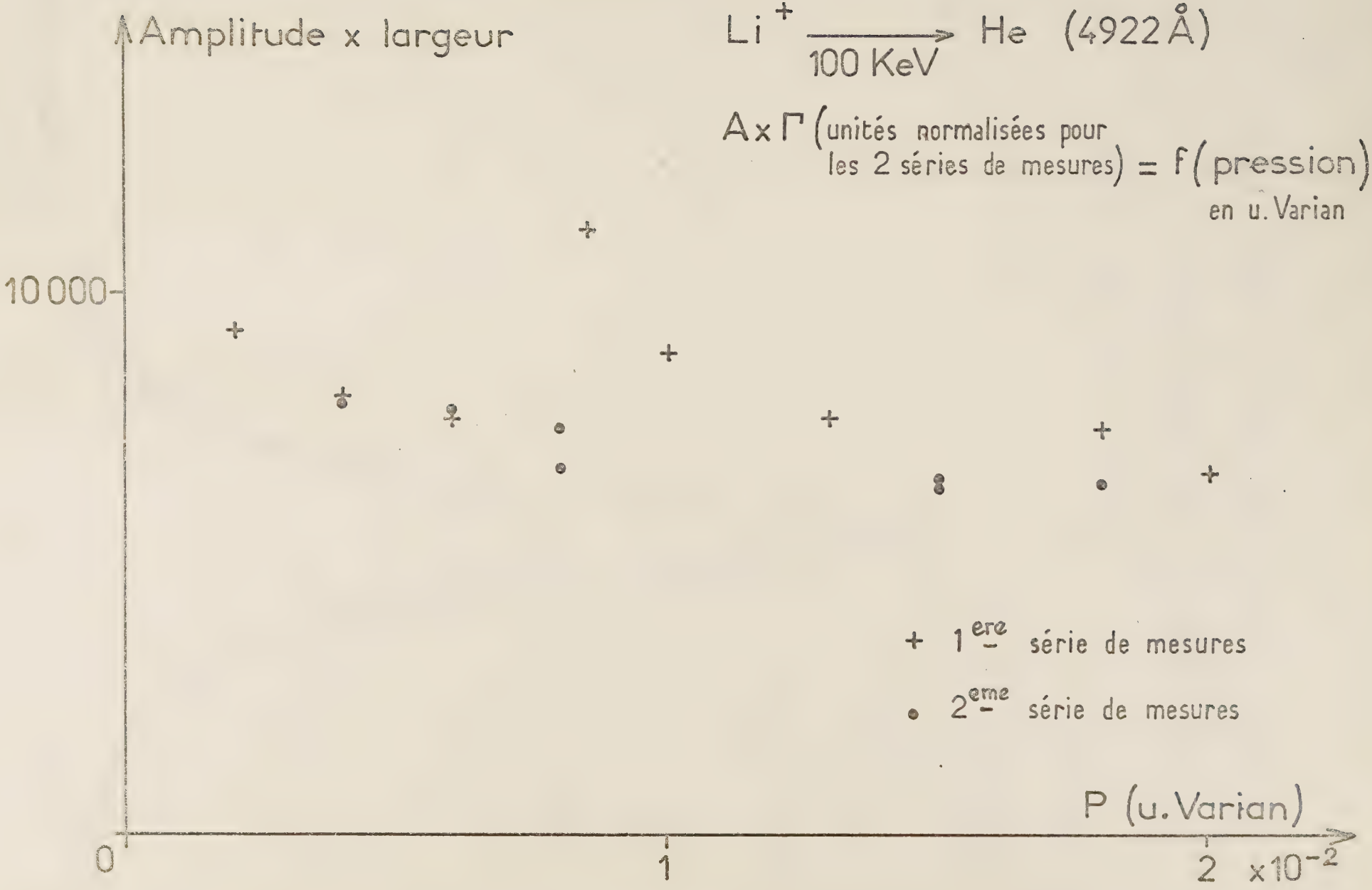

Amplitude x largeur
$Li^+ \xrightarrow[100\ KeV]{} He$ (4922 Å)
A x Γ (unités normalisées pour les 2 séries de mesures) = f (pression en u. Varian)
10 000
0
1
2 x10⁻²
P (u. Varian)
+ 1ère série de mesures
• 2ème série de mesures

FIG. 39-c

Alignement en fonction de la pression

$Li^{+} \longrightarrow He$ (4922 Å) 100 KeV

échelle AL/or = 1/24

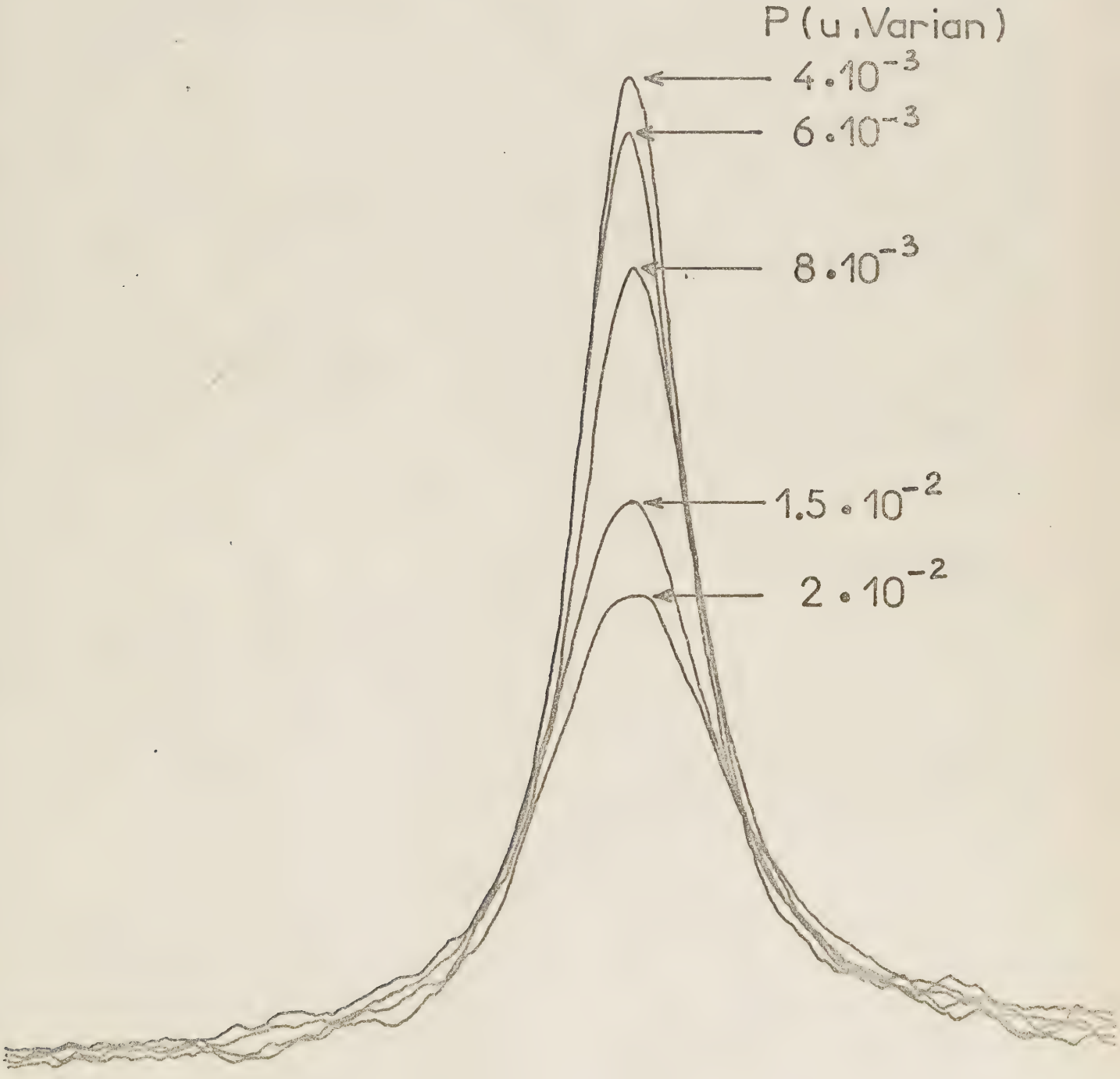


FIG. 40-a

Orientation en fonction de la pression

$Li^+ \longrightarrow He$ (4922 Å) 100 KeV

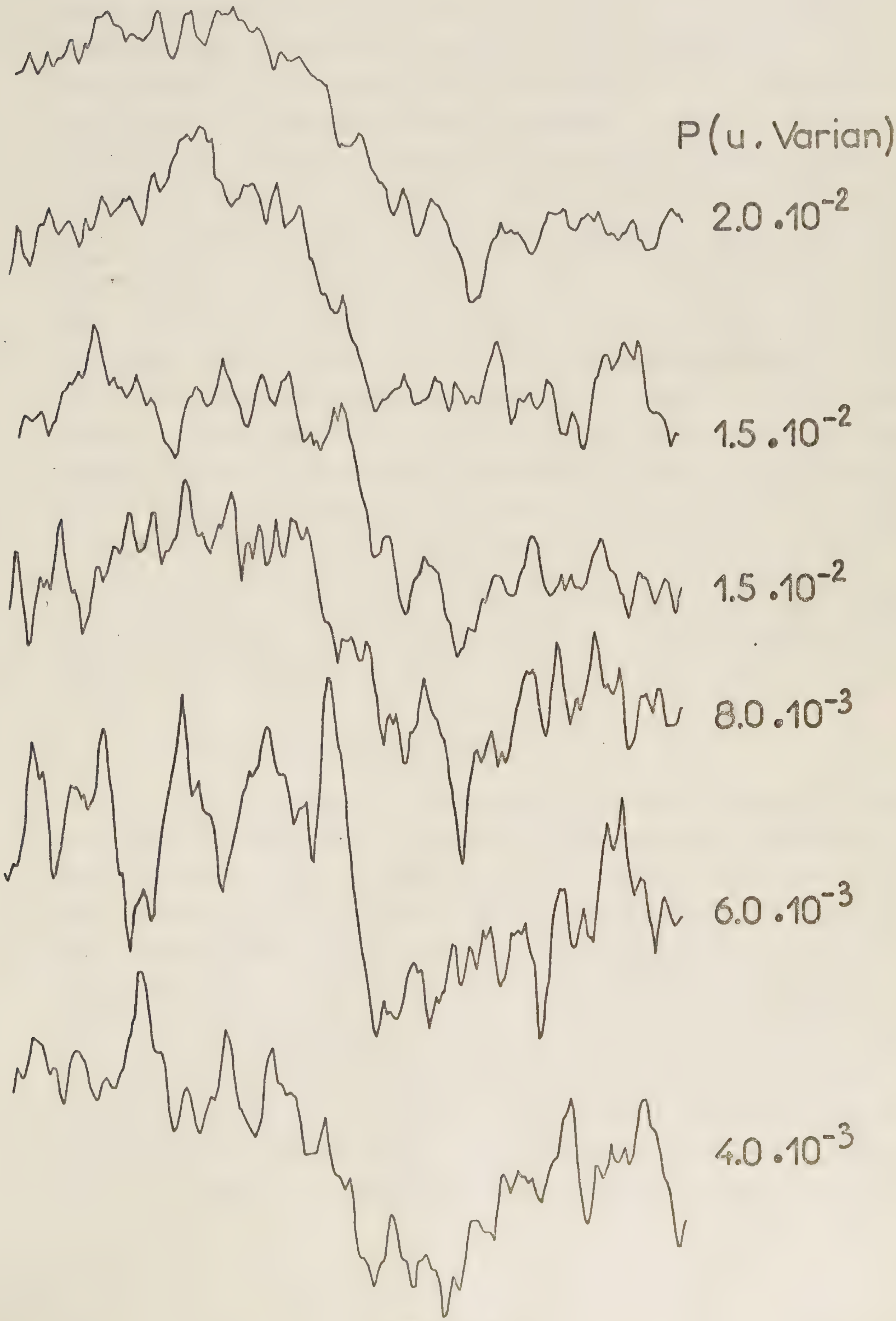


FIG. 40.b

D'un autre côté, un signal circulaire résiduel du signal rectiligne (imperfection du montage de détection, birefringence des lentilles ou de la fenêtre d'observation, ...) doit augmenter pour les faibles pressions (car le taux de polarisation rectiligne devient très grand) et diminuer pour les fortes pressions. Mais aussi il peut exister un signal circulaire dû à la structure fine du niveau 5 $^1F_3^\circ$ cascadant sur le niveau étudié 4 $^1D_2$, la transition $^1F_3 \rightarrow {}^1D_2$ est possible à cause de la rupture du couplage L-S dans les niveaux F (St-John et Fowler) ; ceci expliquerait la constance de la largeur du signal (qui est liée à la structure fine et non à la durée de vie du niveau $^1F_3$) et le fait qu'il ait une valeur finie à pression nulle. De plus, la largeur observée est compatible avec la structure fine mesurée par Melle MAUJEAN (34) dans ce niveau. Reste à expliquer la quasi constance de l'amplitude du signal. Le niveau 5 $^1F_3$ étant plus fortement excité que le 4 $^1D_2$, sa section efficace de relaxation est plus grande, donc, sa polarisation est plus rapidement détruite par collisions, ce qui devait diminuer l'amplitude du signal. Par contre, il a été montré par St-John et Fowler que le niveau 5 $^1F_3^\circ$ était alimenté par transfert d'excitation à partir du niveau P de même nombre quantique, et d'après les expériences de GIROUD, où cet effet apparait très nettement sur le niveau 3 $^1D_2$ (6678 Å), ce transfert de population P → F est accompagné d'un transfert de polarisation. Cet effet peut compenser la dépolarisation du niveau 5 $^1F_3^\circ$ par collision, et l'effet de cascade peut ainsi subsister à forte pression. Ceci n'exclue pas complètement la présence du signal cherché, mais il devient impossible de le distinguer de ce signal parasite.

b/ Etude en fonction de l'énergie :

On constate (fig.41) qu'en baissant l'énergie de 100 Kev à 40 Kev, l'amplitude des courbes Hanle du signal rectiligne augmente, tandis que le signal circulaire d'amplitude globale constante, évolue nettement. De forme fortement dispersive, à haute énergie (100 Kev) la courbe Hanle du signal circulaire tend, à basse énergie (40 Kev) vers une courbe d'absorption (fig.42). Ceci prouve déjà que le signal observé est réel et ne résulte pas d'un canular expérimental (effet de H sur le P.M. ...) comme sa relative constance en fonction de la pression aurait pu le faire craindre. Pour mieux voir ce qui se passe à basse énergie, nous avons accumulé longtemps les résultats correspondant à deux énergies 60 Kev (36 passages) et 40 Kev (72 passages) au lieu de 6 passages précédemment, ce qui a donné (fig.43). On voit ainsi que la courbe du signal circulaire est nettement un mélange d'une courbe fine d'absorption, et d'une courbe

Alignement en fonction de l'énergie

$Li^{+} \longrightarrow He$ (4922 Å) $p_{He} = 1{,}5 \cdot 10^{-2}$ (u.Varia

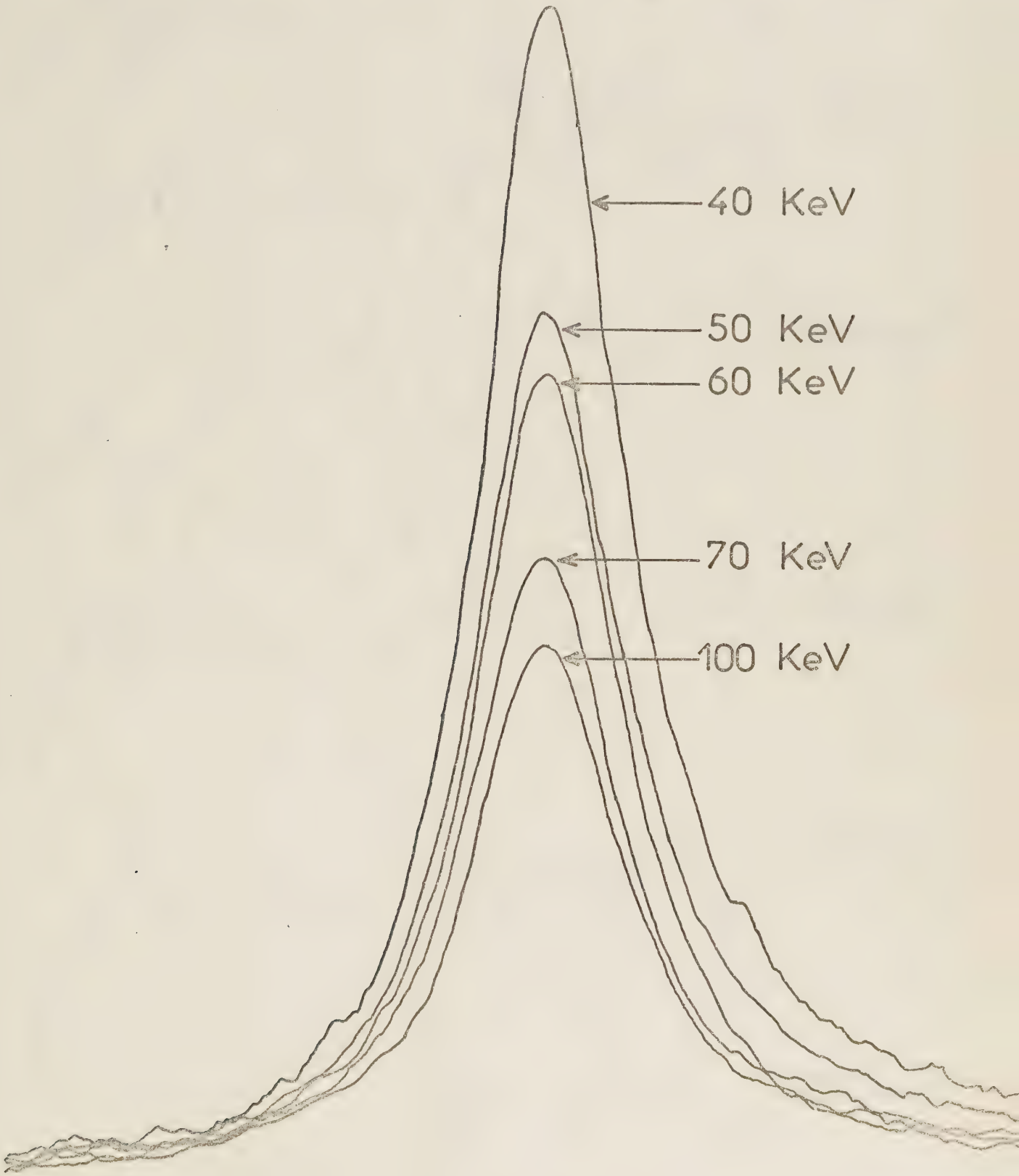


FIG. 41

Orientation en fonction de l'énergie

$Li^+ \longrightarrow He$ (4922 Å) $p \simeq 1.5 \cdot 10^{-2}$ (u. Varian)

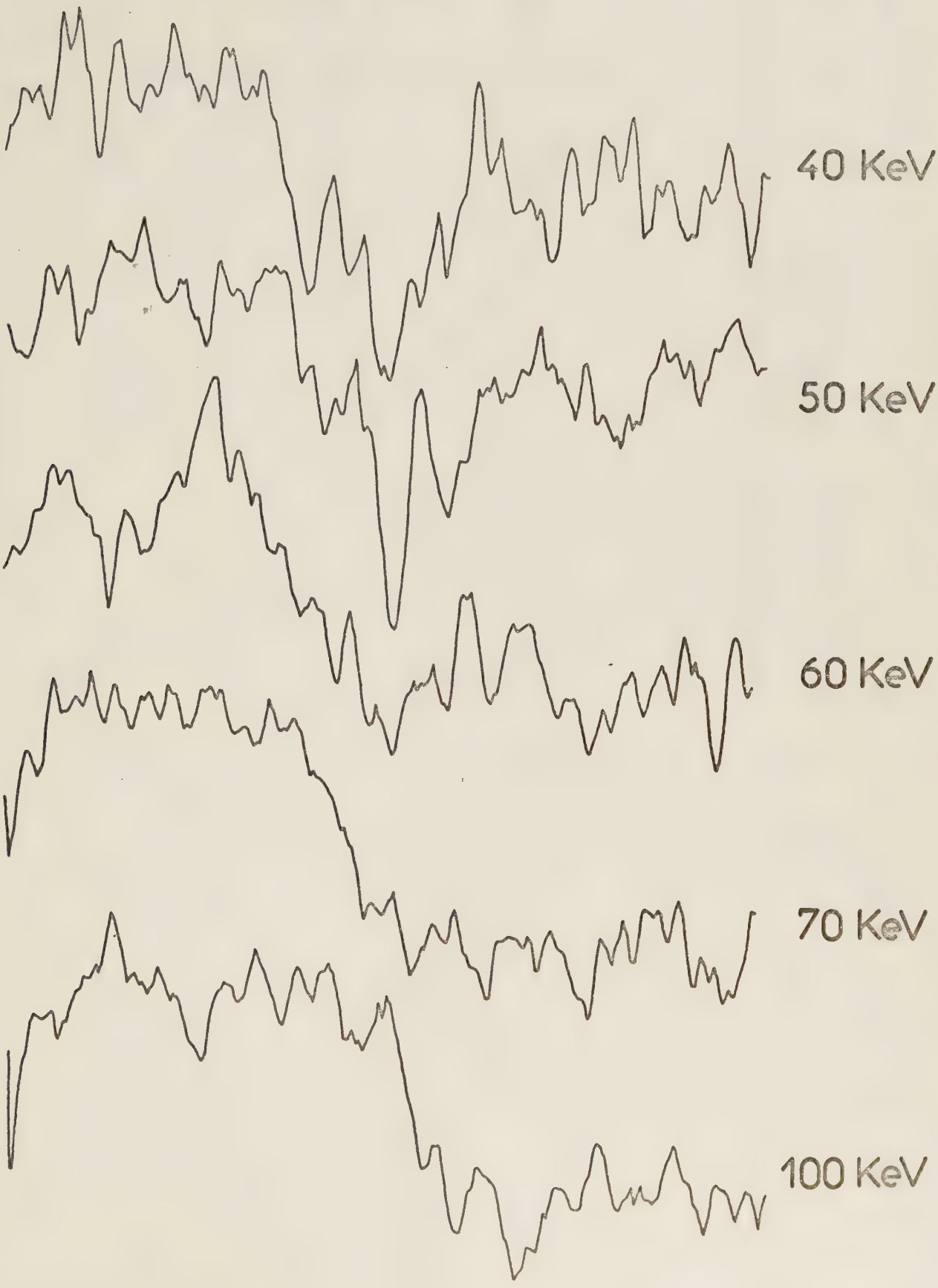


FIG. 42

40 KeV
60 KeV
Orientation en fonction de l'énergie
Li + ⟶ He (4922 Å) $p_{He} = 1.5 \cdot 10^{-2}$
(u. Varian)

FIG. 43

plus large de dispersion. Ces deux courbes composantes évoulent de façons inverses :

- l'amplitude de la courbe d'absorption croît et sa largeur diminue, quand on fait baisser l'énergie ;
- par contre, l'amplitude de la courbe de dispersion diminue et sa largeur augmente , quand l'énergie baisse ;

ce qui permet d'affirmer que la première courbe (d'absorption) est un résiduel du signal d'alignement, mais, d'un autre côté, l'évolution de la deuxième courbe (de dispersion) nous amène à conclure que le signal correspondant est essentiellement dû à une orientation de structure fine d'un niveau cascadant et non pas à un effet de relaxation anisotrope du niveau étudié, car l'amplitude de ce dernie doit augmenter quand on baisse l'énergie, le recul de la cible étant plus grand à 40 Kev qu'à 100 Kev.

Mais cette conclusion n'exclue pas la présence d'un signal d'orientation par collisions anisotropes, celui-ci étant superposé aux deux autres signaux (qui sont probablement plus importants) ; nous n'arrivons à le déceler qu'après avoir éliminé, ou du moins réduit, ces signaux parasites.

Pour cela, nous avons essayé de refaire ces expériences en excitant par un faisceau de Na^+ accéléré à une énergie de 70 Kev.

c/ Excitation par un faisceau de Na^+ :

Nous avons refait le même genre d'expériences décrites en (a) : étude du signal circulaire en fonction de la pression? Mais cette fois-ci le faisceau excitant était en Na^+, ce qui donne à la cible bombardée un plus grand recul, et par la suite un plus grand signal d'orientation par collisions anisotropes. Le faisceau de Na^+ était assez stable à une énergie d'accélération de 70 Kev. Aussi avons-nous accumulé les résultats plus longtemps sur le sélecteur "multicanaux" pour pouvoir mieux ajuster les courbes expérimentales sur des lorentziennes théoriques, et dépasser le stade de l'étude qualitative du signal circulaire, comme c'était le cas d'excitation par Li^+. Nous avons accumulé en seize passages pour le signal rectiligne et le signal circulaire.

La première série d'expériences a donné les résultats suivants :

Signal rectiligne

N° manip.	P_{He} Varian	Amplitude A	1/2 largeur à mi-hauteur Γ en canaux	Centre X_o	Base	E.Q.M.
1	10^{-3}	22147,84	7,528134	98,12463	2004,341	7,086118
2	$2,5 \times 10^{-3}$	19416,22	9,267384	98,14000	2160,228	5,156746
3	5×10^{-3}	20730,71	10,77741	98,14365	1497,935	5,098685
4	10^{-2}	24940,29	14,65167	98,13753	1861,547	7,664723
5	2×10^{-2}	14476,75	22,64471	98,15344	4301,250	6,459711

Alignement en fonction de la pression

$Na^+ \xrightarrow[70\,KeV]{} He$ (4922 Å)

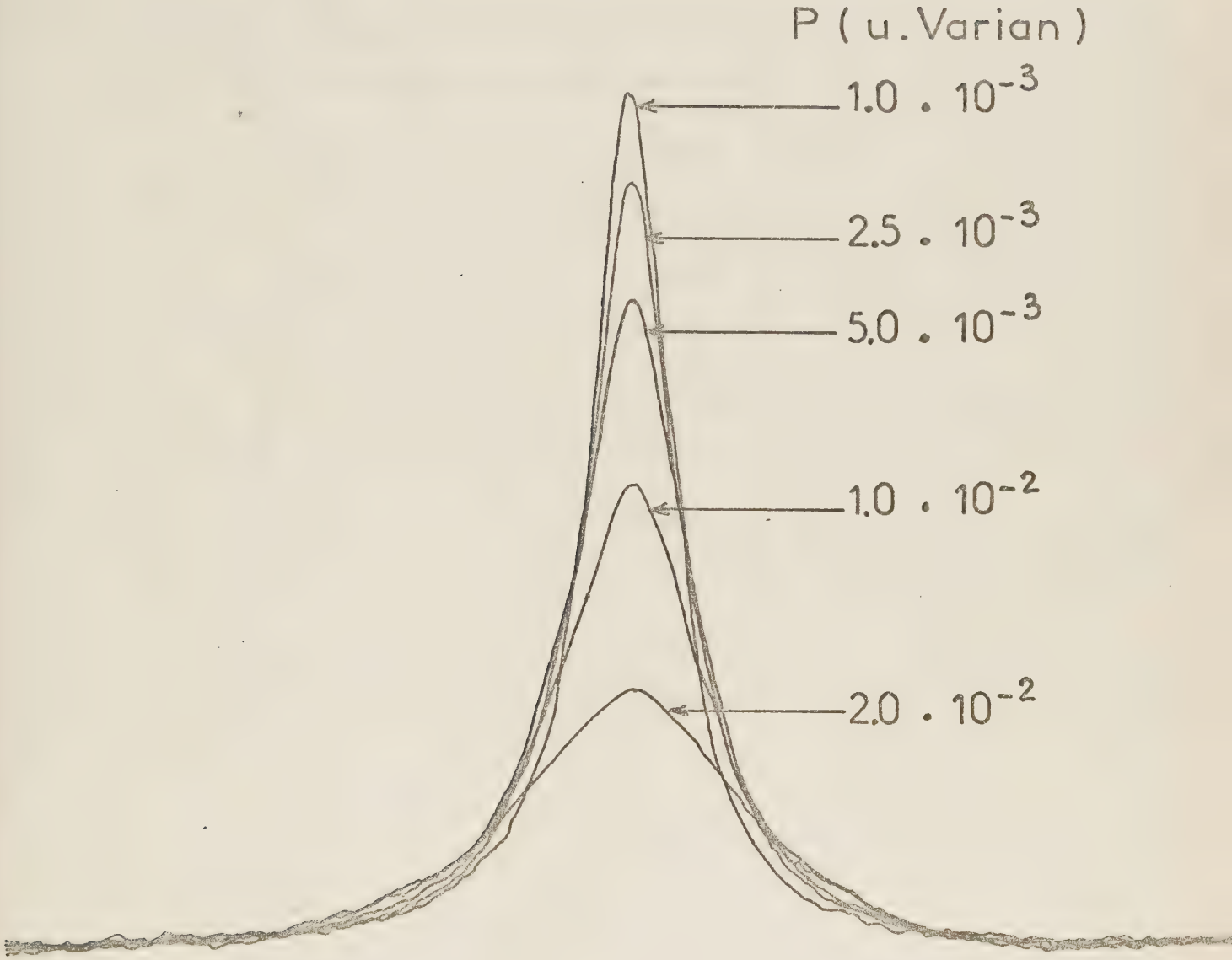


FIG. 44

Signal circulaire

N° manip.	P_{He} U.Varian	Amplitude A	Γ en canaux	Centre X_o	Base	E.Q.M.
1	10^{-3}	662,2817	6,870609	100,3969	14396,86	10,66325
2	$2,5x10^{-3}$	997,0046	7,261628	99,88892	14026,64	34,26636
3	$5\ x10^{-3}$	931,8464	8,652540	99,78069	13653,48	6,688726
4	10^{-2}	744,2764	11,52957	99,75868	14266,35	7,356071
5	$2\ x10^{-2}$	233,7362	17,02283	99,16907	13566,62	3,581512

Orientation en fonction de la pression

$Na^+ \longrightarrow He$ (4922 Å) 70 KeV

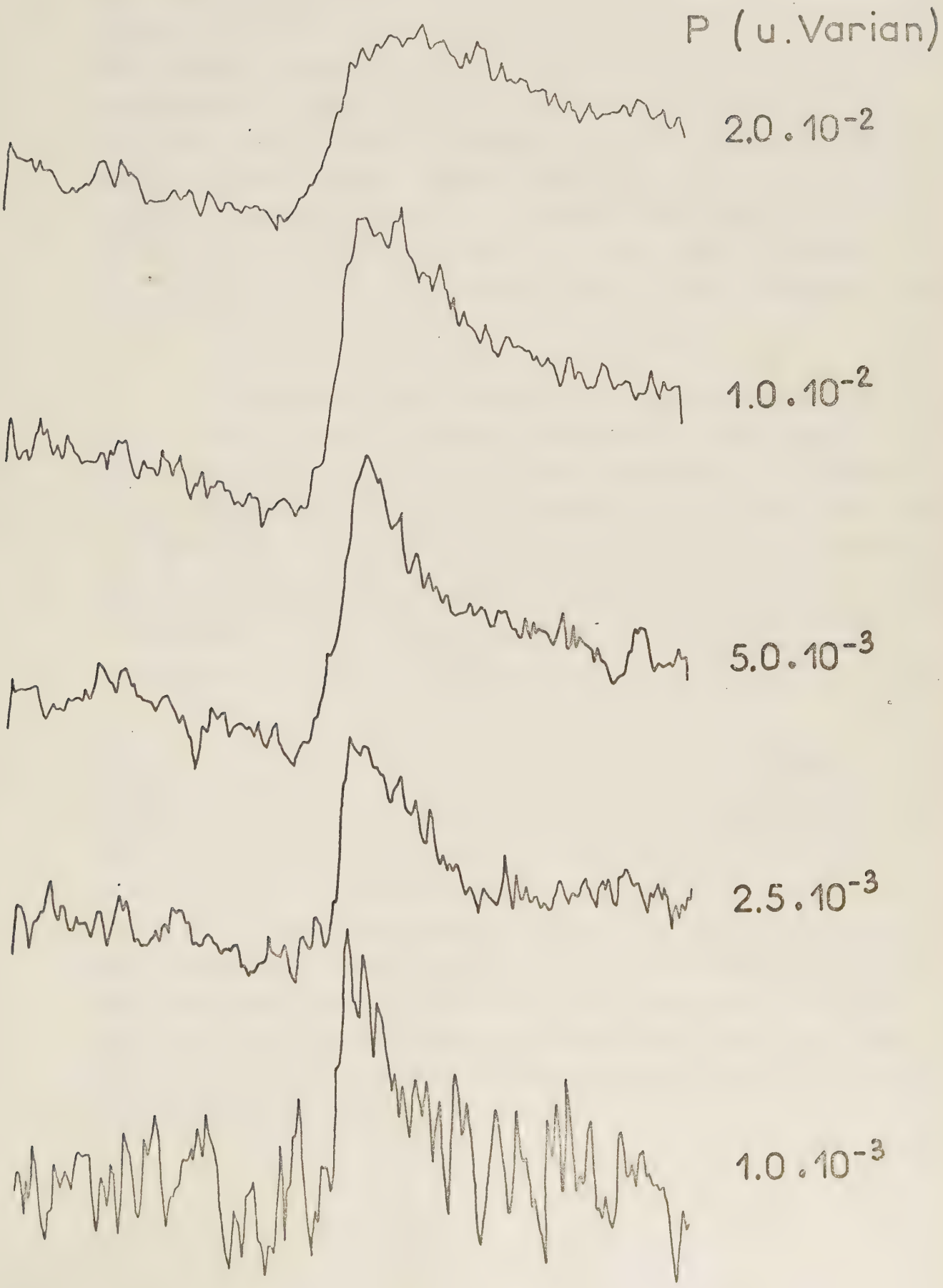


FIG. 45

Nous remarquons (fig. 45) que, contrairement au cas d'excitation par un faisceau de Li^+, le signal circulaire évolue avec la pression. D'un signal presque de dispersion pure à fortes pressions, il tend vers un signal d'absorption pour des pressions réduites. Ce signal circulaire est donc un mélange d'un signal d'orientation par relaxation anisotrope (dispersion) qui croît avec la pression et disparaît à très faible pression (où la relaxation devient isotrope : émission spontanée), et d'un signal parasite, résiduel du signal d'alignement qui apparaît à très basse pression (taux de polarisation du signal rectiligne alors très grand) et disparaît à forte pression, car ce signal est proportionnel au signal rectiligne (2 % dans ce cas) et évolue avec celui-ci.

Le graphique (fig. 46) montre que la largeur du signal circulaire croît linéairement avec la pression, mais pour les faibles pressions la droite représentative ($\Gamma = f(P)$) se courbe pour tendre vers la largeur limite du signal d'alignement. Ceci s'explique par le fait qu'à basse pression c'est le signal résiduel dont la largeur est celle du signal d'alignement qui est dominant ; tandis qu'à haute pression, c'est le signal d'orientation par relaxation anisotrope qui l'emporte, celui-ci ayant une largeur plus faible que celle du signal d'alignement (davantage que ce qui est montré dans le graphique, car celui-ci correspond au mélange des 2 signaux en question).

Pour étudier avec précision le signal utile, il fallait l'isoler du signal résiduel. Or, le programme d'ajustement des courbes expérimentales permet d'ajuster la courbe du signal circulaire en 2 lorentziennes théoriques à condition d'imposer d'avance que l'une des lorentziennes est en absorption pure, l'autre en dispersion pure, ce que nous ne pouvions pas affirmer dans la série d'expériences décrite ci-dessus, car le signal résiduel n'était pas nécessairement en absorption pure, et il aurait été difficile de le ramener, expérimentalement, à l'absorption pure. Nous avons alors cherché, pour avoir des résultats sûrs, à éliminer expérimentalement ce signal résiduel ou bien de le réduire à une proportion négligeable qui ne sera plus une gêne pour le dépouillement de nos résultats :

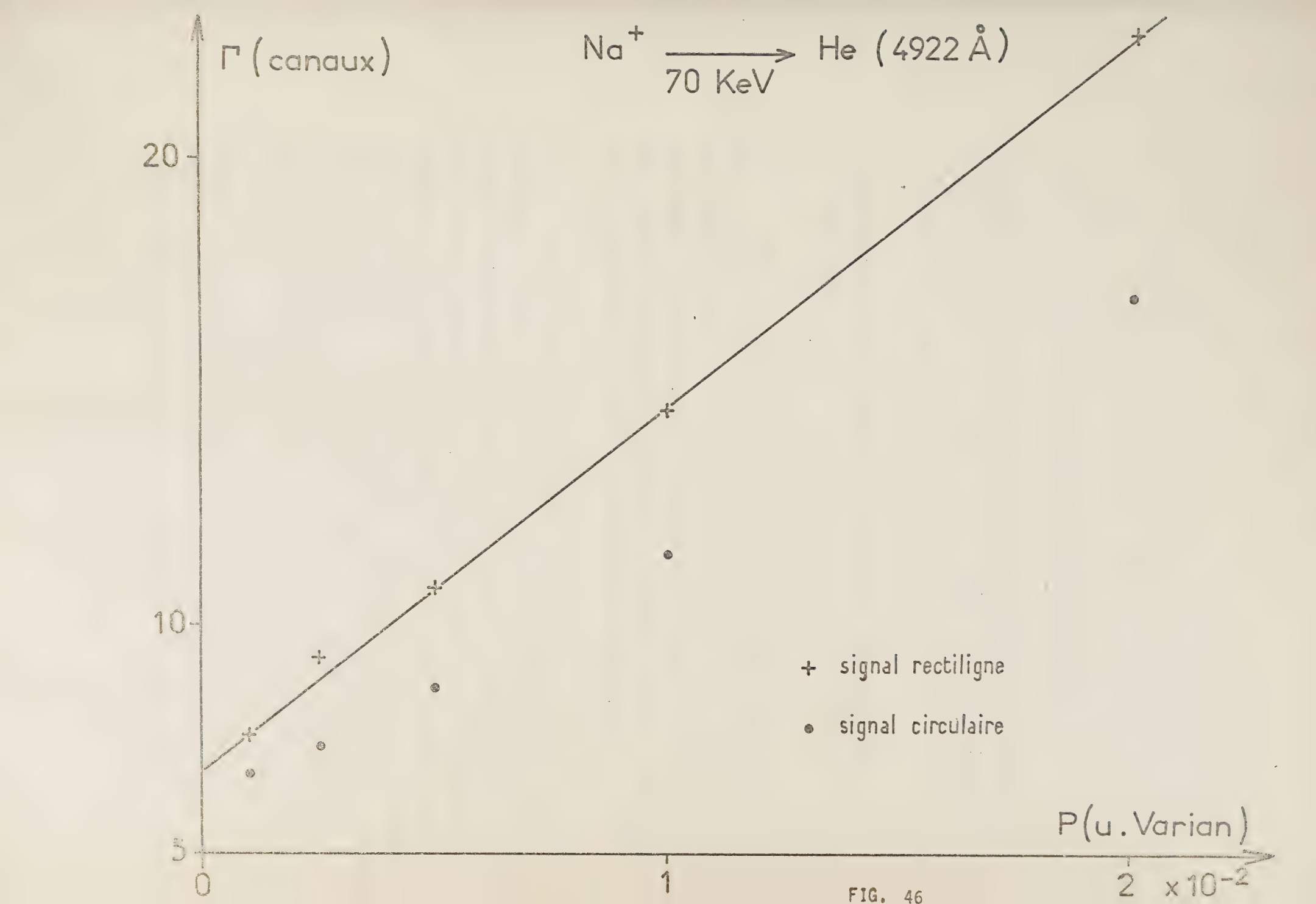

Γ (canaux)
Na+ → He (4922 Å)
70 KeV
20
10
5
0
1
2 x10-2
P(u.Varian)
+ signal rectiligne
• signal circulaire

FIG. 46

Le signal résiduel provenait essentiellement de :

- l'imperfection du polariseur rectiligne à la détection (derrière la lame $\frac{\lambda}{4}$ tournante). Ce polariseur (H.N. 38) donnait un signal circulaire artificiel de 1 %, qui devient de l'ordre de 0,1 % en remplaçant le H.N.38 par un polariseur glazebrook.

- la biréfringence des lentilles de focalisation, placées devant le polariseur tournant.

Pour cela on a utilisé un polariseur tournant (modulateur à turbine : suspension par un coussin d'air, et entraînement par une soufflerie d'air comprimé (fig. 33)) qu'on pouvait placer devant les lentilles de focalisation, et rapprocher le plus possible de l'enceinte des collisions ; ceci compense la perte en angle solide de détection provenant de l'utilisation d'un glazebrook au lieu de la feuille de polariseur H.N. 38.

Mais malgré cela, le signal résiduel est resté de l'ordre de 1 % du signal rectiligne, ce qui nous a amené à étudier la biréfringence de la fenêtre d'observation de l'enceinte des collisions. Cette biréfringence a été mesurée et évaluée à 0,1 % sur un banc d'optique, et à la pression atmosphérique. Nous avons vérifié que cette biréfringence changeait quand on faisait le vide dans l'enceinte, ce qui prouve qu'elle est due aux contraintes de la dépression. Nous avons alors remplacé cette fenêtre de forme ovale par une fenêtre ronde, ce qui a fait baisser le taux du signal résiduel à 0, 2 %, ce qui était suffisant pour entreprendre la 2ème série d'expériences. Notons que dans cette nouvelle série nous avons régulé le courant du photomultiplicateur, ce qui amenait une grande précision sur les amplitudes des courbes tracées ; et, en ajustant les courbes, nous avons noté l'erreur statistique commise sur chacun des paramètres de la lorentzienne, en plus de l'erreur quadratique moyenne. Pour l'ajustement des courbes Hanle du signal

circulaire on pouvait utiliser des lorentziennes théoriques à fond plat ou incliné (droite à pente fixée ou variable (libre)).

Les résultats de la 2ème série d'expériences sont résumés dans les tableaux suivants :

Signal rectiligne

N°	Pression U. Varian	A	E.S.	Γ canaux	E.S.	χo	E.S.	Base	E.S.	E.Q.M.	Nbre de passages	Sens P.A.R.
1	10^{-3}	11912,25	24,3512	6,82505	0,02216	98,5957	0,02073	2907,61	5,0874	55,5952	16	50 mv
2	$2,5x10^{-3}$	28434,63	41,0571	7,95085	0,0186	98,5874	0,01721	2121,307	9,62316	101,1141	16	20 -
3	$5\ x10^{-3}$	5812,605	10,50558	10,1799	0,03103	98,59004	0,02809	530,7085	3,00862	29,29	4	20 -
4	$7,5x10^{-3}$	4962,871	8,6673	12,01812	0,03659	98,6276	0,03252	580,627	2,87268	26,18	4	20 -
5	10^{-2}	4227,402	7,318012	13,9563	0,04356	98,5751	0,038001	590,716	2,7903	23,76	4	20 -
6	$1,5x10^{-2}$	6817,816	13,0029	17,7883	0,06523	98,5635	0,05479	518,111	6,3429	46,99	4	10 -
7	$2\ x10^{-2}$	4948,168	11,2715	21,5855	0,10012	98,6724	0,08095	531,736	6,7975	43,534	4	10 -
8	$2,5x10^{-2}$	4018,826	9,04711	25,15604	0,11988	98,3227	0,09358	559,918	6,4581	36,205	4	10 -
9	$3\ x10^{-2}$	3202,588	12,7171	28,4834	0,24466	98,6252	0,18495	564,102	10,3448	51,221	4	10 -

Alignement en fonction de la pression

$Na^+ \longrightarrow He$ (4922 Å) 70 KeV

échelle AL / or = 1/8

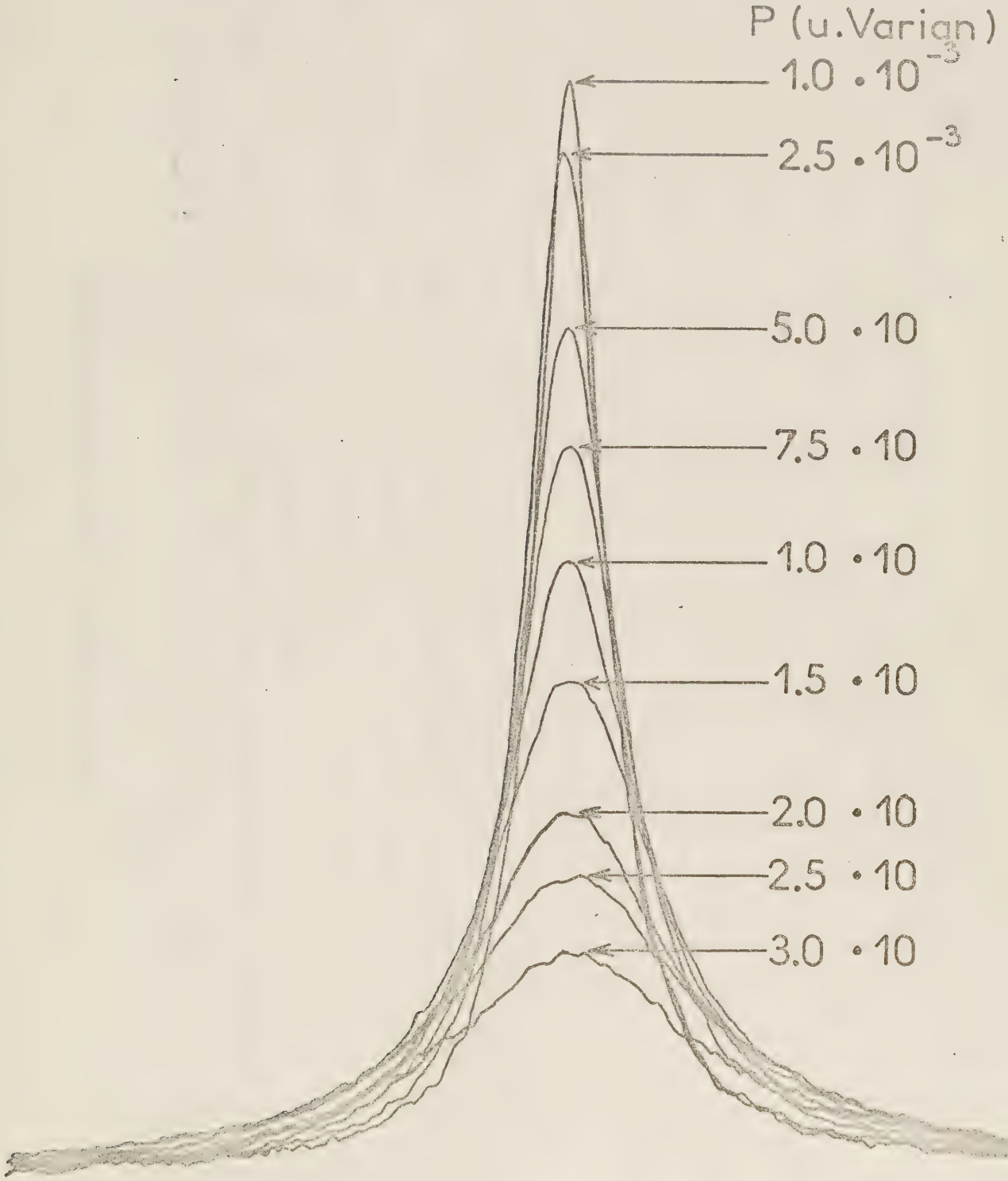


FIG. 47

Signal circulaire - Fond incliné (droite)

N°	Pression U. Varian	A	E.S.	Γ canaux	E.S.	Xo	E.S.	Base = droite	E.Q.M.	N	Sens P.A.R.
1	10^{-3}	- 328,8987	42,9539	4,5316	0,8917	98,60001	0	libre	82,213	16	50 mv
		- 313,1201	48,6384	3,6092	0,78105	"	0	fixée	84,8704		
2	$2,5\times10^{-3}$	- 752,8835	33,9498	6,9352	0,5292	98,60001	0	libre	78,7860	16	20 mv
		- 766,6372	33,3553	7,6306	0,4979	"	0	fixée	80,9050		
3	5×10^{-3}	- 3145,198	41,8681	8,2789	0,1864	"	"	libre	116,149	40	20 -
4	$7,5\times10^{-3}$	- 1378,894	19,8225	10,8386	0,2887	"	"	"	56,415	16	20 -
5	10^{-2}	- 1377,179	16,2612	11,5558	0,2583	"	"	"	47,0279	16	20 -
6	$1,5\times10^{-2}$	- 2541,845	26,2422	15,497	0,3234	"	"	"	83,1259	16	10 -
7	2×10^{-2}	- 2021,246	23,7097	18,4673	0,4430	"	"	"	77,726	16	10 -
8	$2,5\times10^{-2}$	- 1682,928	24,2598	21,6805	0,6401	"	"	"	76,1540	16	10 -
9	3×10^{-2}	- 1473,567	36,6651	27,3838	1,2763	"	"	"	98,652		
		- 1408,653	14,2535	25,1043	0,4586	"	"	fixée	100,033	16	10 -

Signal circulaire - Fond plat

N°	Pression U. Varian	A	E.S.	Γ canaux	E.S.	X_o	E.S.	Base	E.S.	E.Q.M.	N	Sens P.A.R.
2	$2,5x10^{-3}$	- 726,5491	38,7870	6,0241	0,4754	98,3254	0,5041	12587,55	7,4115	83,2686	16	20 mv
3	$5\ x10^{-3}$	- 3109,007	51,3444	7,7137	0,1910	98,6423	0,2059	31592,50	11,7723	125,0506	40	-
4	$7,5x10^{-3}$	- 1343,386	24,3794	9,5416	0,2635	98,6790	0,2890	12684,33	6,6251	65,9911	16	-
5	10^{-2}	- 1338,021	20,0116	10,3403	0,2369	98,8592	0,2612	12580,66	5,8132	56,4225	-	-
6	$1,5x10^{-2}$	- 2467,151	28,8188	13,9724	0,2592	98,0162	0,2960	12582,19	11,0777	94,4584	-	10 mv
7	$2\ x10^{-2}$	- 1995,449	23,1624	16,7457	0,3235	99,5068	0,3804	12578,80	10,7851	82,6038	-	-
8	$2,5x10^{-2}$	- 1608,639	20,8994	19,6284	0,4315	98,2341	0,5232	12580,16	11,7563	80,9451	-	-
9	$3\ x10^{-2}$	- 1388,704	25,4271	22,2446	0,7332	96,3259	0,9130	12474,21	16,7086	104,3324	-	-

Orientation en fonction de la pression

$Na^+ \longrightarrow He$ (4922 Å) 70 KeV

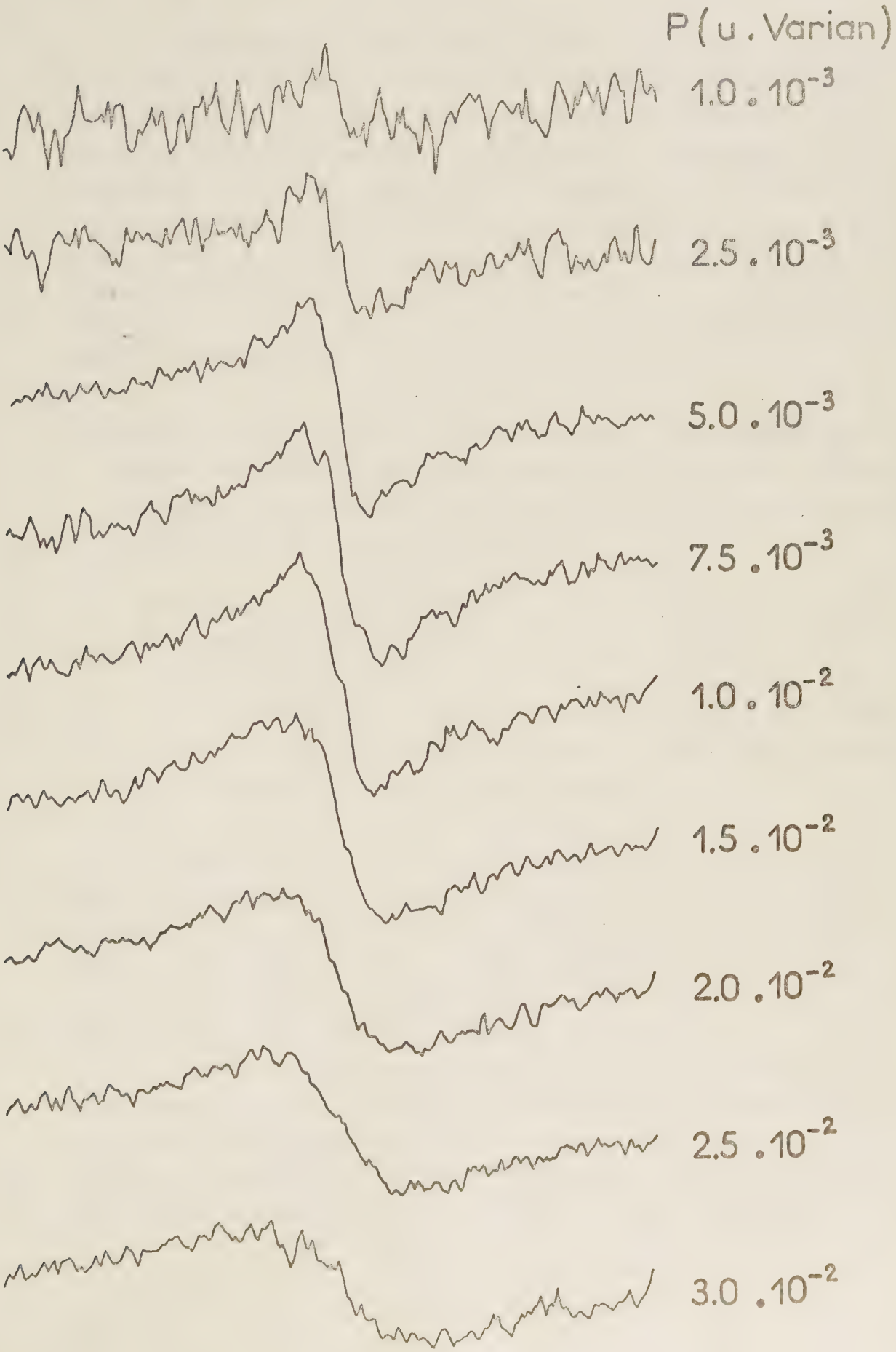


FIG. 48

Nous vérifions, comme dans la première expérience avec un faisceau de Na^+, que le signal circulaire détecté a les caractéristiques du signal de relaxation anisotrope cherché : son amplitude croît, passe par un maximum lorsque la largeur du signal Hanle a été à peu près doublée par la pression, puis décroît. Le rapport orientation sur alignement part de zéro (à pression nulle la relaxation, due à la durée de vie naturelle, est isotrope) et tend vers une constante (lorsque l'on peut négliger la largeur naturelle devant la largeur de collision). La largeur croît en fonction de la pression. Toutefois, cette largeur n'est pas égale à celle de la courbe en alignement. Pour interprêter ce fait nous ferons les remarques suivantes :

- Nous avons tracé (fig.49-b) le produit Amplitude x Largeur de la courbe d'alignement. Ce produit devait être constant dans le cas d'une relaxation simple purement élastique dans le niveau 4 $^1D_2$. Le fait qu'elle ne soit pas constante peut être attribué à trois causes :

  - l'existence d'une cascade -
  - l'existence de transfert inélastique (à partir du niveau 4 $^1P_1$ ou 4 $^1F_1$ ou 4 ^3F) -
  - la présence de deux vitesses (et anisotropies) de recul dues à deux mécanismes d'excitation différents : avec et sans excitation simultanée du faisceau d'ions incident.

Pour étudier ces possibilités nous avons essayé de voir si les courbes Hanle étaient vraiment des lorentziennes pures ou étaient la somme de deux lorentziennes. Il faut bien voir que ceci est un problème très difficile à moins que les largeurs des deux lorentziennes composantes soient très différentes (rapport 5 à 10 par exemple). Dans le cas par exemple où l'on a deux lorentziennes de largeur simple et double et de même amplitude, la courbe résultante diffère de la meilleure approximation par une seule lorentzienne, que de 5 % au maximum, et cet écart diminue très rapidement si les largeurs se rapprochent ou si l'amplitude relative de l'une par rapport à l'autre diminue. Il est donc nécessaire d'avoir un très bon rapport signal/bruit et une très bonne linéarité pour arriver seulement à déceler la présence de deux composantes. Nous avons

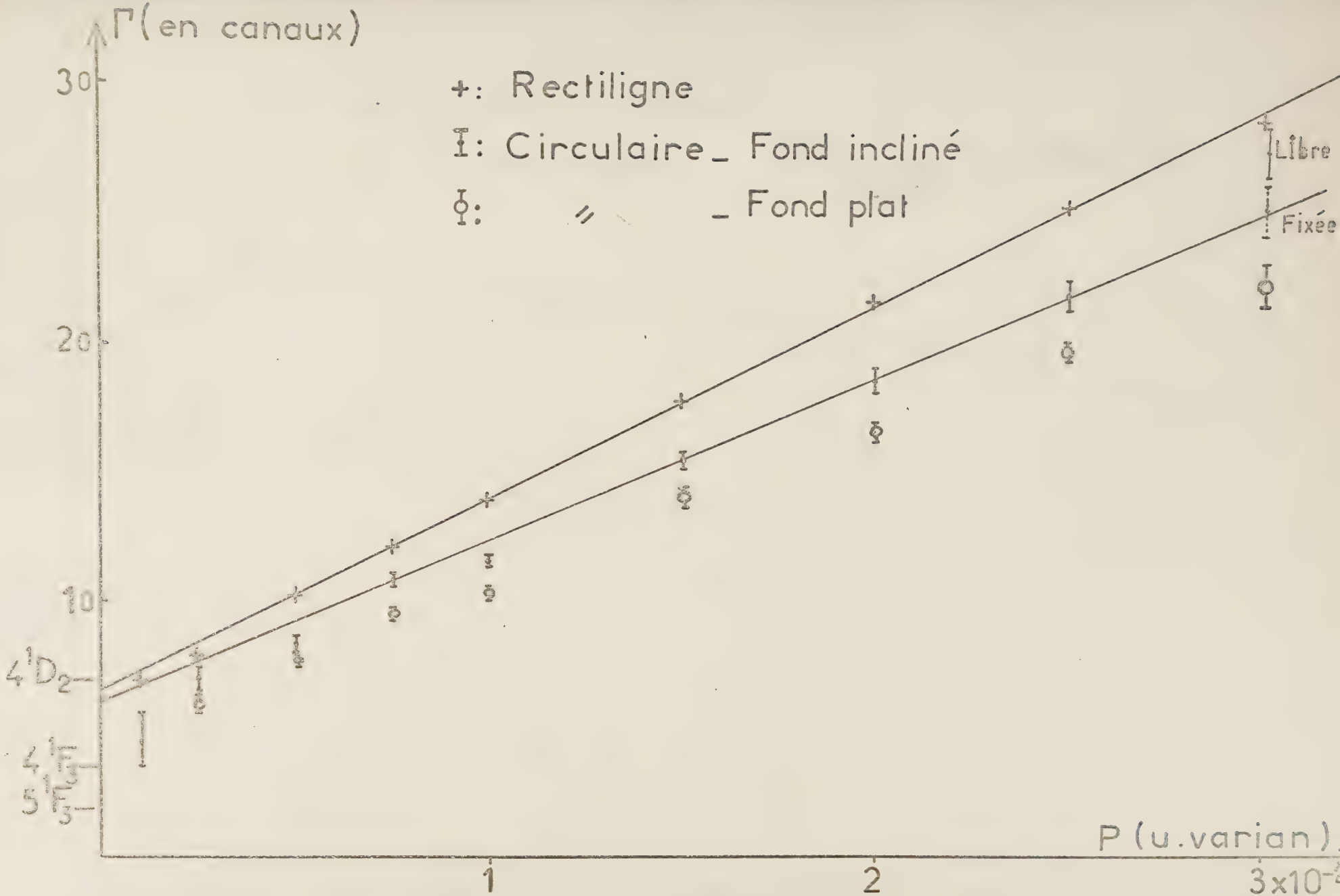

Γ(en canaux)
30
20
10
+: Rectiligne
I: Circulaire _ Fond incliné
⊖: // _ Fond plat
Libre
Fixée
4^1D_2
4^1F_3
5^1F_3
P (u.varian)
1
2
3x10⁻⁴

FIG. 49-a

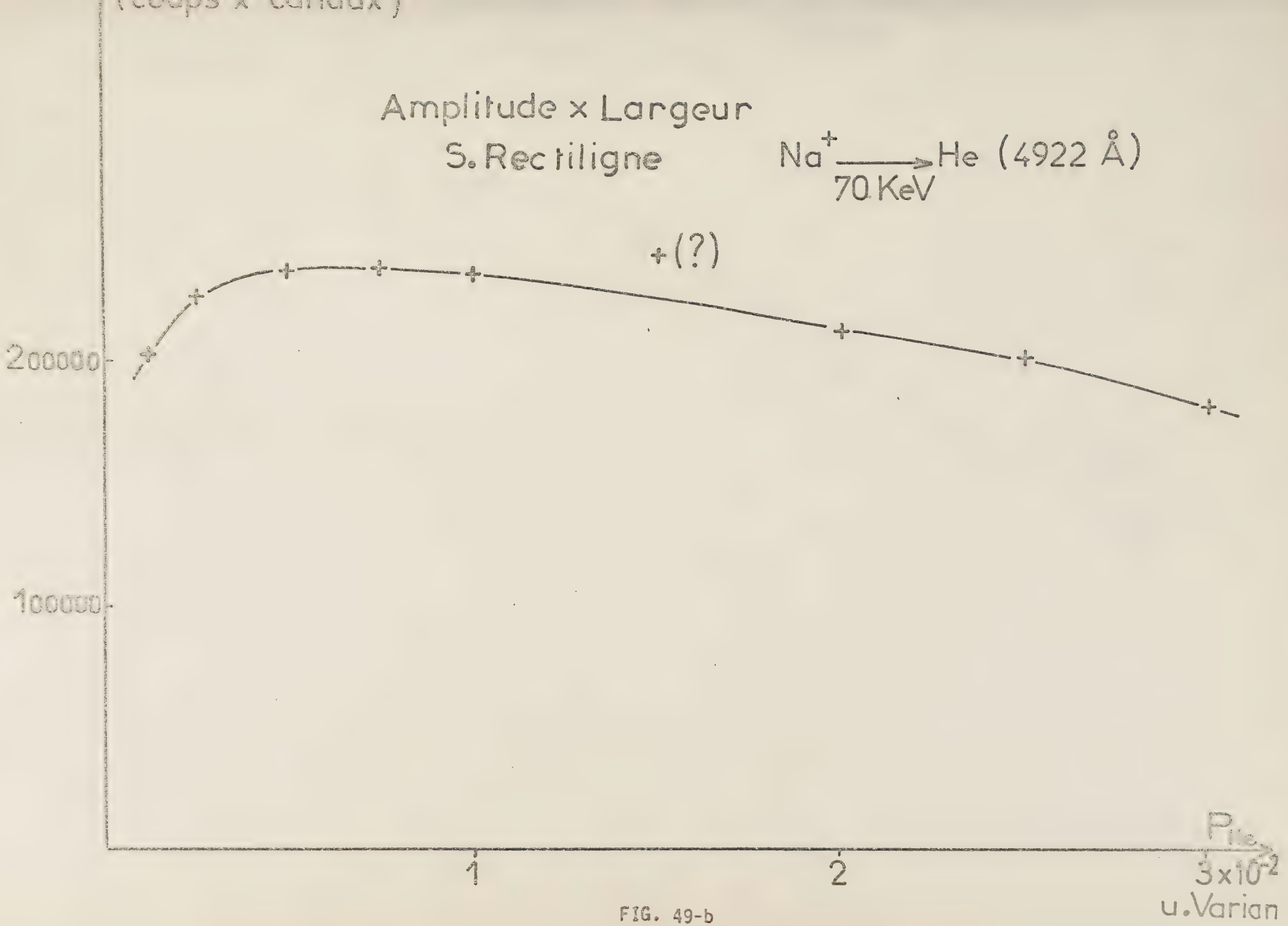

(coups x canaux)
Amplitude x Largeur
S. Rectiligne
$Na^+ \xrightarrow[70\,KeV]{} He$ (4922 Å)
+(?)
200000
100000
1
2
P
3×10^{-2}
u. Varian

FIG. 49-b

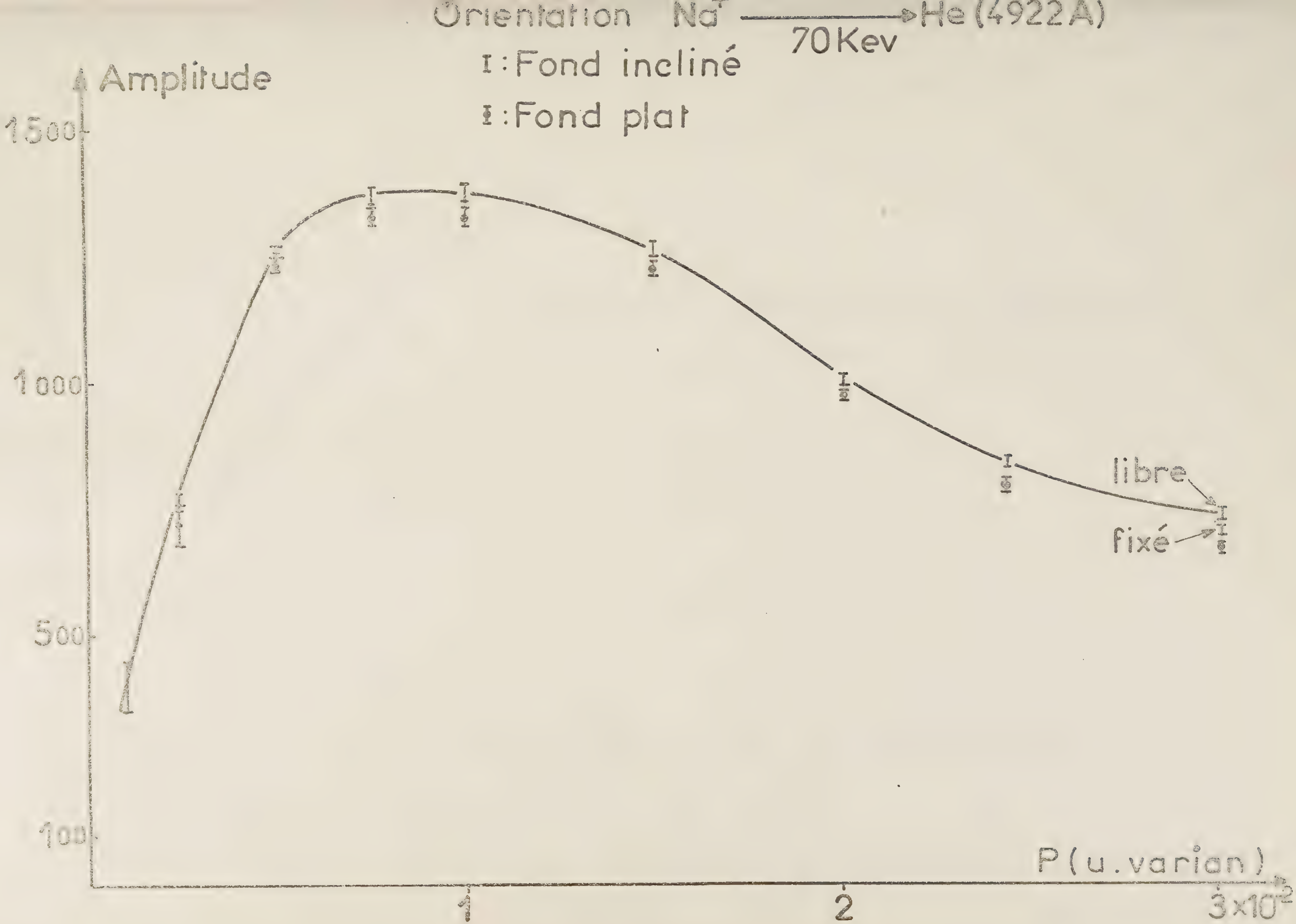

Orientation Na$^+$ → He (4922 A)
70 Kev
I : Fond incliné
I : Fond plat
Amplitude
1500
1000
500
100
libre
fixé
P (u.varian)
1
2
3x10^{-2}

FIG. 49-c

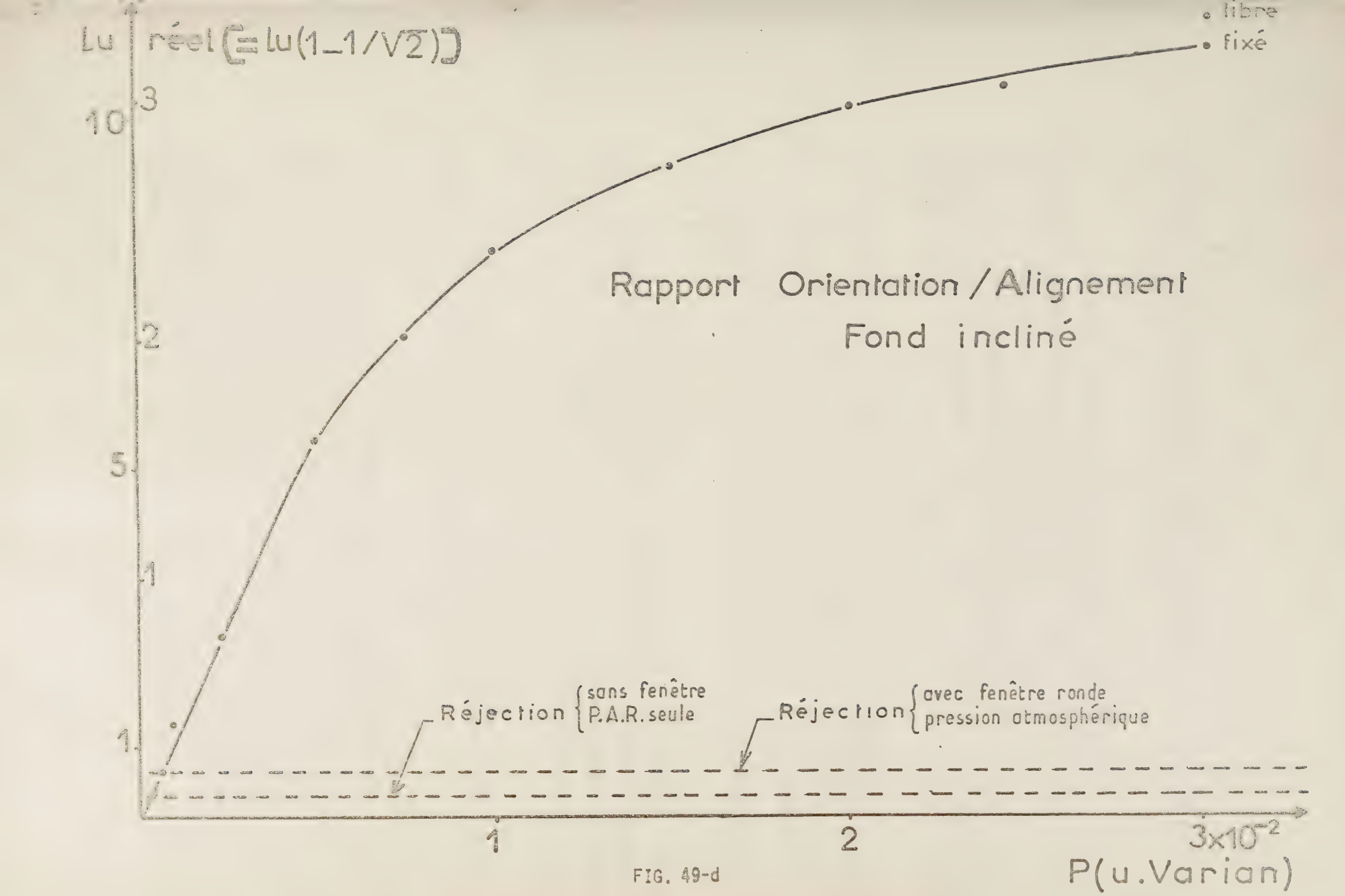

Lu réel (= lu(1-1/√2))
libre
fixé
10
3
2
5
1
1
Rapport Orientation / Alignement
Fond incliné
Réjection { sans fenêtre P.A.R. seule
Réjection { avec fenêtre ronde pression atmosphérique
1
2
3x10⁻²
P(u.Varian)

FIG. 49-d

toutefois pu obtenir un rapport S/B de 500 à 1000 en accumulant 16 passages tant en excitation Li^+ qu'en excitation Na^+.

Nous avons tracé (figs 50) les courbes différences entre courbe expérimentale et meilleure approximation à une seule lorentzienne dans le cas de l'excitation par Na^+ et Li^+ à la pression de 2×10^{-2} U.Varian (soit : $1,17 \times 10^{-1}$ Torr, réelle) et dans le cas théorique extrême de deux courbes de même amplitude et de largeurs simple et double, pour des courbes Hanle en absorption sur la (fig. 50a)et des courbes en dispersion (fig 50b). On constate qu

- les formes de courbes sont tout à fait celles attendues, la courbe en absorption étant plus pointue, celle en dispersion plus plate, que la lorentzienne pure. De plus, l'écart quadratique moyen est bien comme prévu, systématiquement un peu plus grand en dispersion qu'en absorption.

- la courbe en Li^+ est une lorentzienne beaucoup plus pure que celle en Na^+.

Ces diverses constatations permettent déjà d'éliminer les hypothèses que cet écart à la lorentzienne est dû soit à la non linéarité du système de détection, soit à la courbure du jet d'ions par le champ magnétique transversal (l'effet serait plus grand pour le Li^+, qui est plus léger, que pour le Na^+).

Nous avons alors essayé de séparer les deux lorentziennes composante dans le cas de Na^+ où l'effet est plus important.

Le programme d'ajustement donne des valeurs des paramètres résultants, différentes pour le cas de la courbe en absorption et celui de la courbe en dispersion. Pour étudier l'origine de cette différence et la précision réelle des résultats obtenus, nous avons fait une série d'ajustements en fixant la largeur (G1) de l'une des composantes et en laissant le programme ajuster les autres paramètres A1, A2, et G2 au mieux. Nous recommencerons le même procédé pour diverses valeurs de G1 et reportons les résultats dans le tableau et les figures (figs 51). Nous voyons sur ces figures que les points

Ajustement sur 1 Lorentzienne

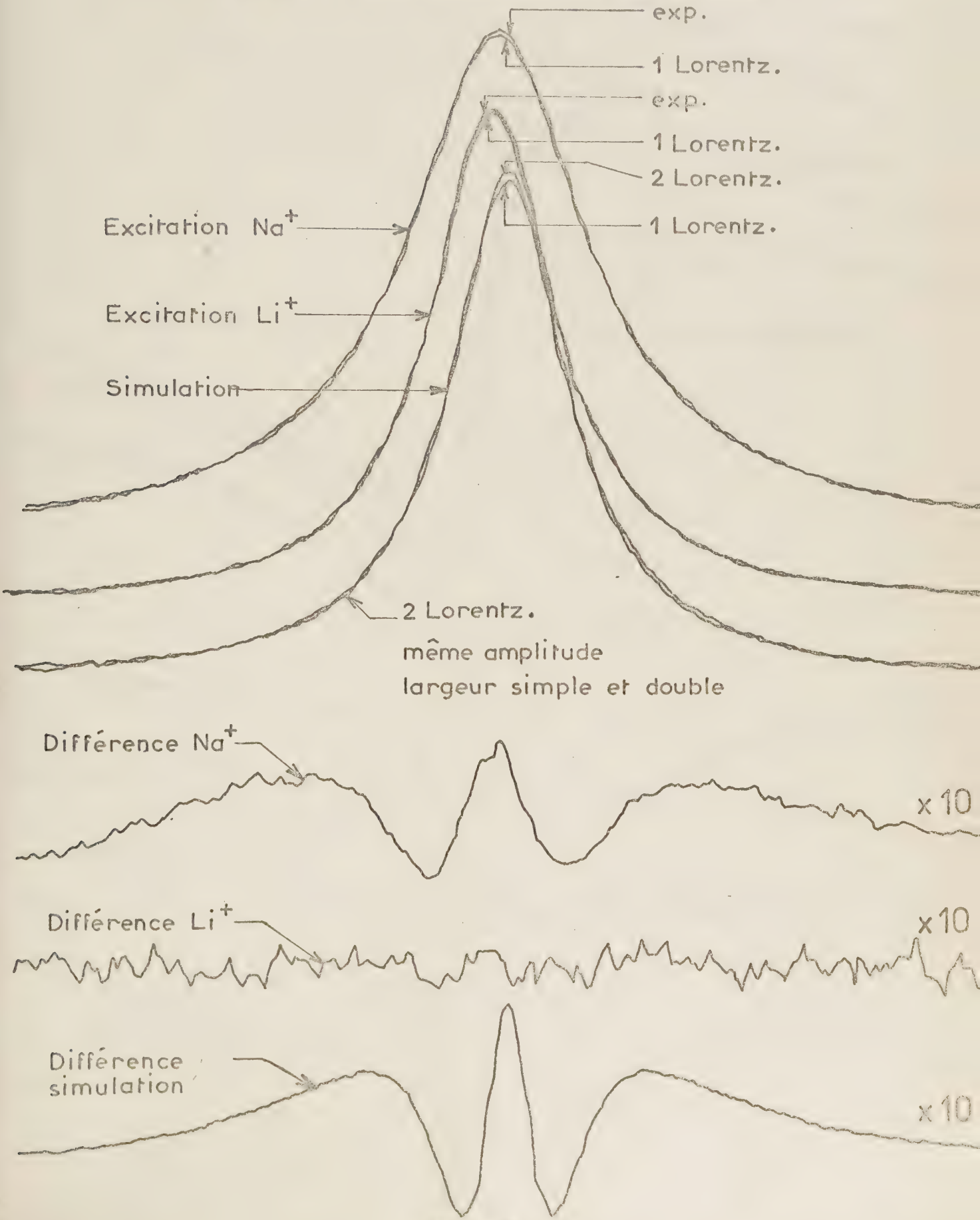


FIG. 49-a

Ajustement sur 1 Lorentzienne

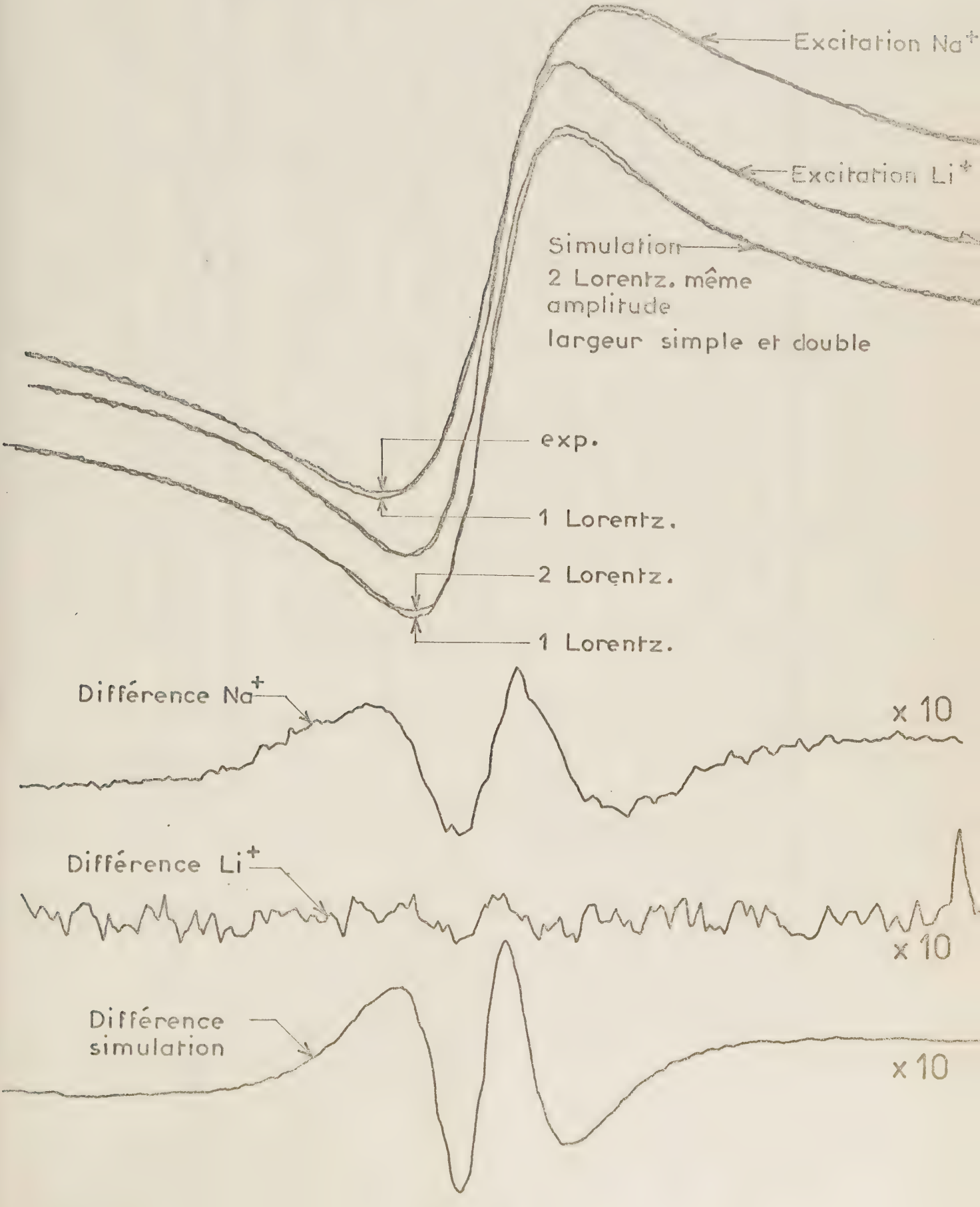


FIG. 50-b

1 lorentzienne de largeur	1ère lorentzienne				2ème lorentzienne				Centre X_o	Base	E.Q.M.
	Amplitude A1	E.S.	Largeur G1	E.S.	Amplitude A2	E.S.	Largeur G2	E.S.			
5 canaux	1200,133	69,9831	5,0000	0	18654,73	42,8303	22,81285	0,0727	98,5198	2871,948	72,2033
10 "	2937,055	77,3351	10,000	0	16923,81	62,4434	24,2348	0,07908	98,5168	2792,91	45,3025
12,5 "	4788,824	78,0184	12,500	0	15080,28	67,1891	25,4550	0,0828	98,5160	2753,070	35,1971
15 "	7931,715	70,8463	15,000	0	11950,22	62,9227	27,5955	0,0942	98,515	2707,553	27,5068
16 "	9657,598	10,7202	16,000	0	10231,37	9,3827	29,0037	0,02804	98,5148	2685,523	25,5457
18 "	13752,27	75,9676	18,000	0	6158,441	65,0493	34,2816	0,2702	98,5138	2624,173	26,073
19 "	15807,62	72,3686	19,000	0	4123,836	57,1777	40,02039	0,5450	98,5132	2572,41	30,827
Libre	11530,87	4,0454	16,95097	0,00881	8366,535	3,1974	30,9278	0,01672	98,5143	2660,482	24,787

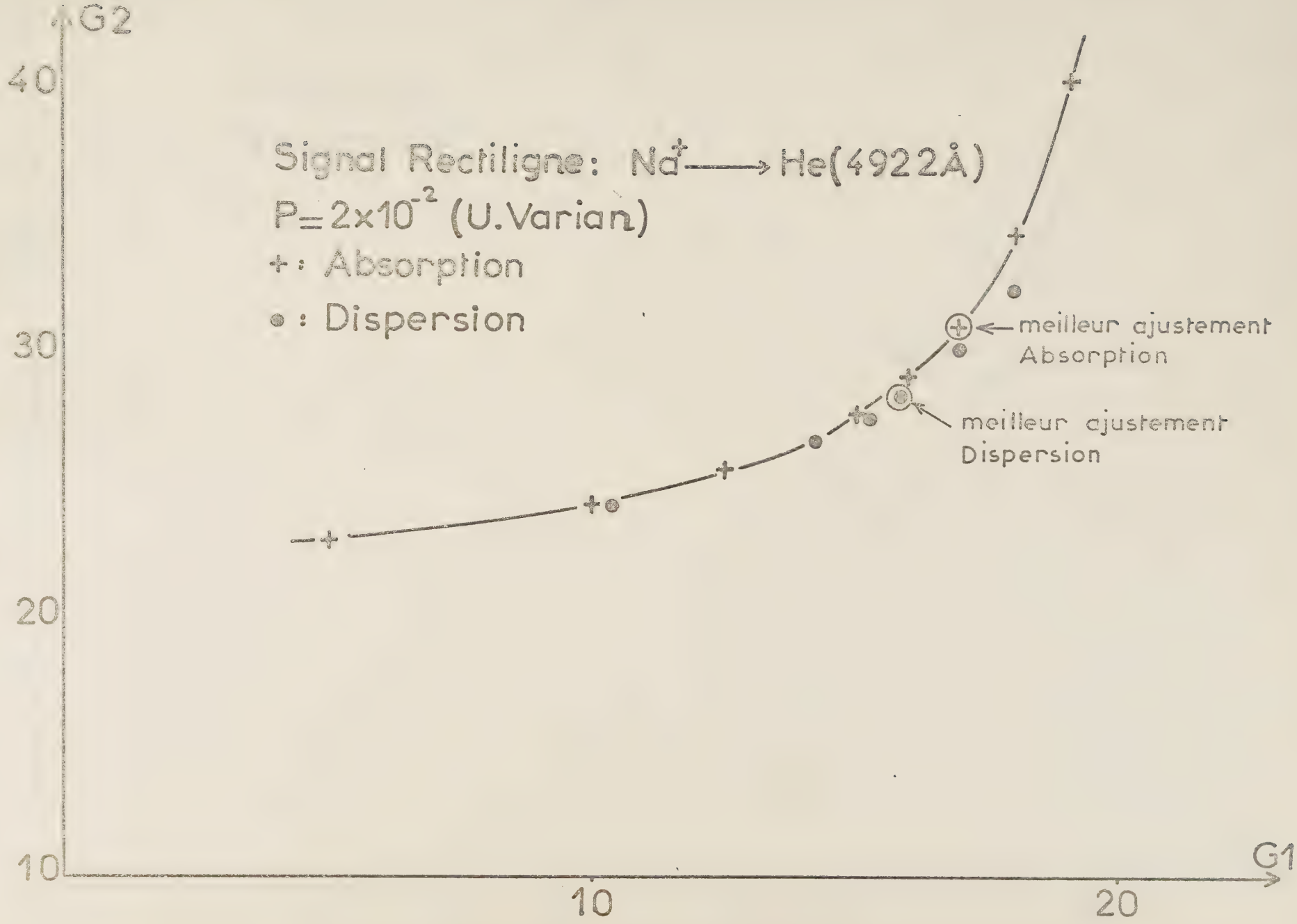

G2
40
30
20
10
Signal Rectiligne: $Na^+ \longrightarrow He(4922Å)$
$P = 2 \times 10^{-2}$ (U.Varian)
+ : Absorption
• : Dispersion
meilleur ajustement
Absorption
meilleur ajustement
Dispersion
G1
10
20

FIG 51-a

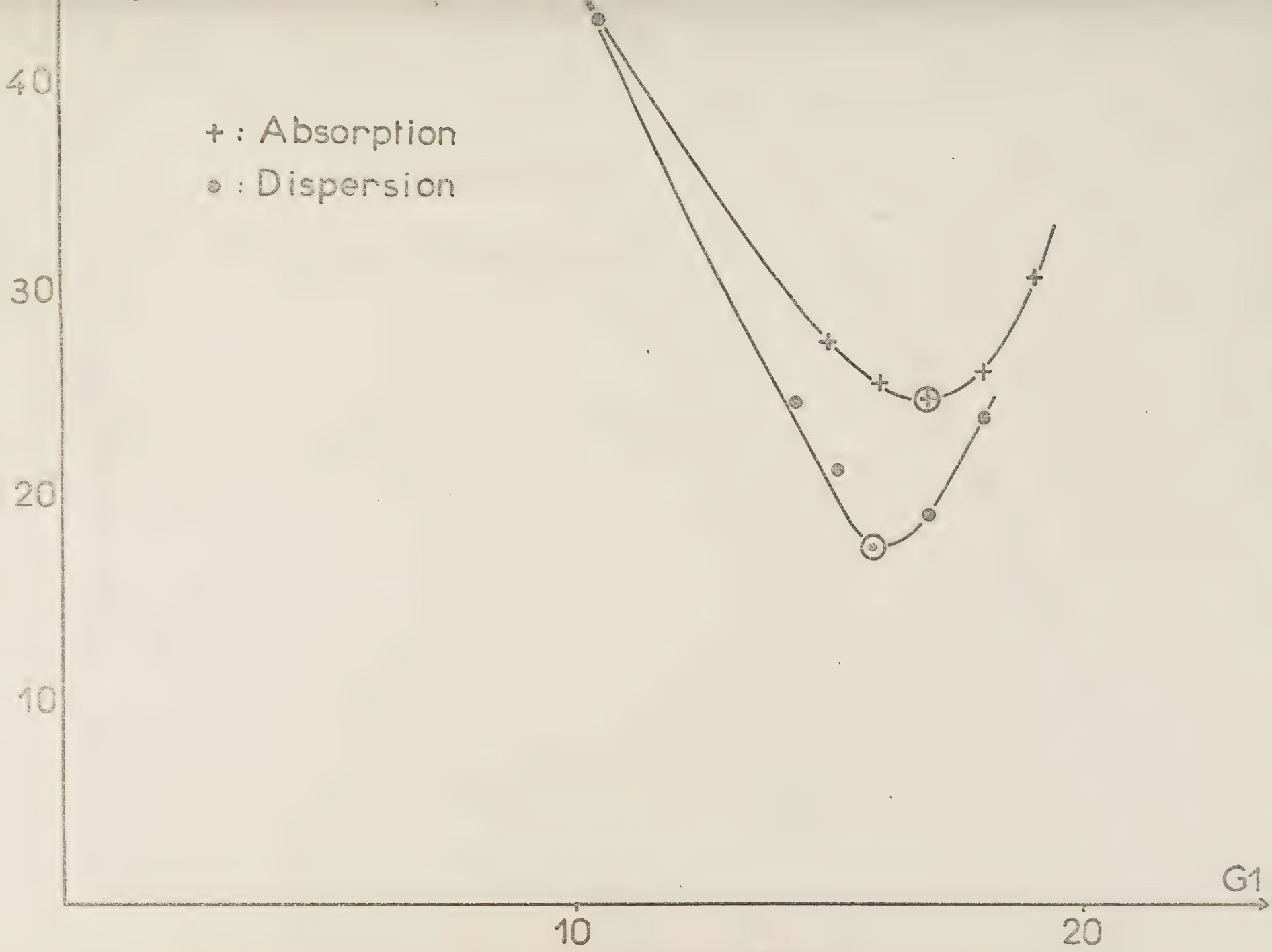


FIG. 51-b

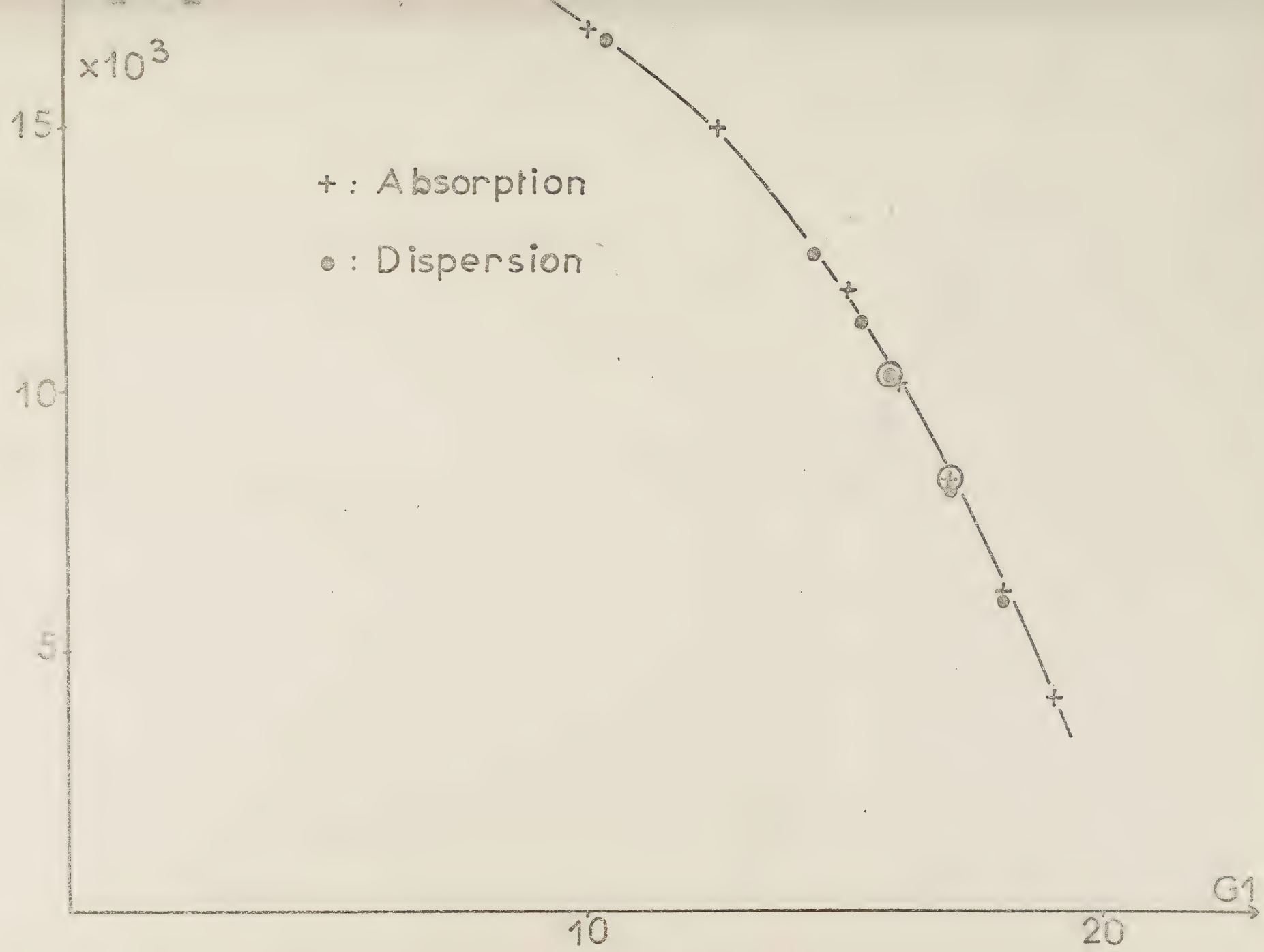


FIG. 51-c

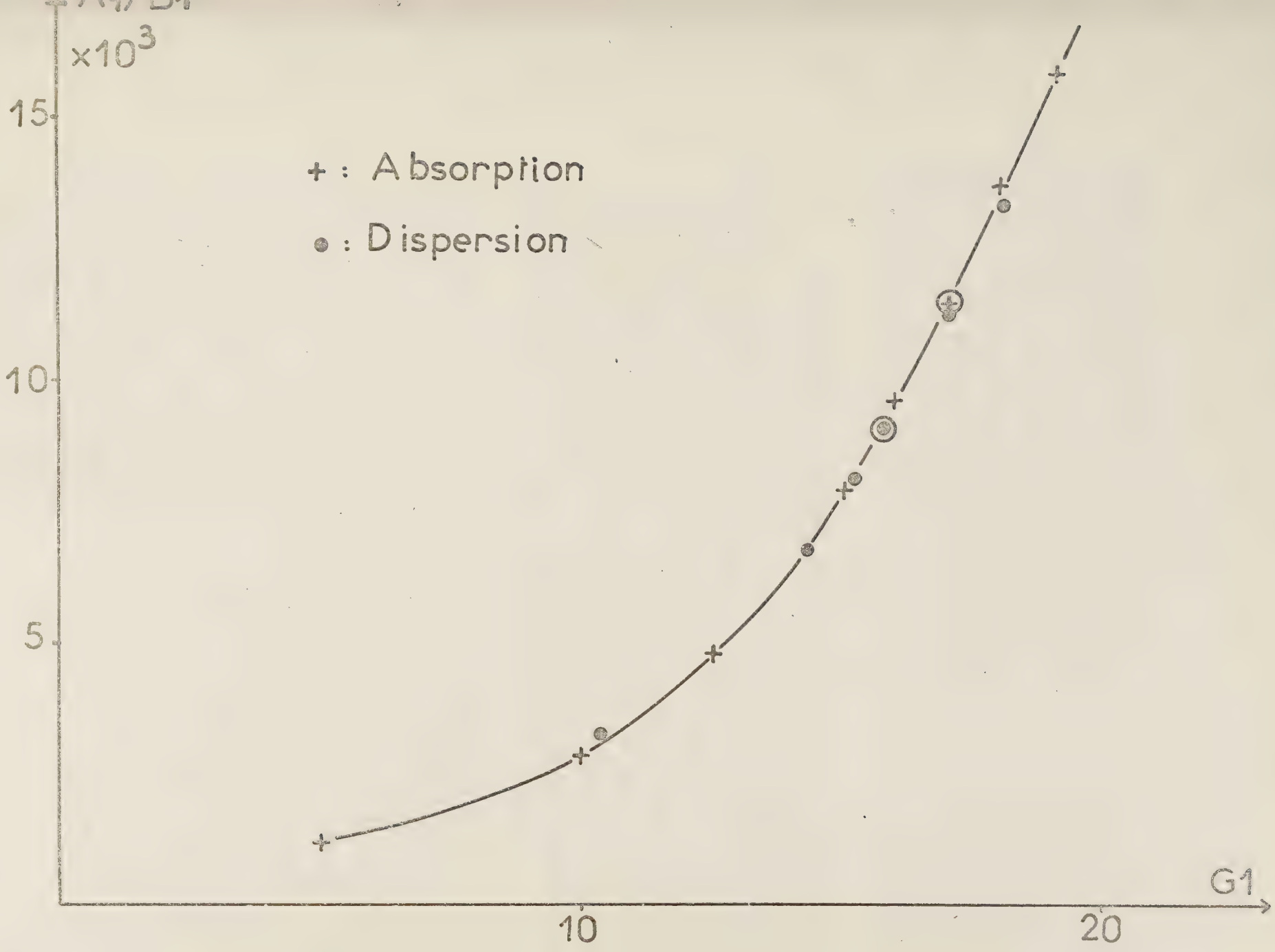


FIG. 51-d

obtenus à partir de l'expérience en absorption et à partir de celle en dispersion se placent sur une même courbe, ce qui est une indication que l'opération faite est bien significative. Nous avons de plus reporté sur (fig.51-b) l'écart quadratique moyen en fonction de G1 : on voit que les minima en absorption et en dispersion sont décalés. Nous pensons que cet écart est essentiellement le fait du bruit : la courbe représentant l'écart entre expérience et une lorentzienne, ayant un rapport S/B de l'ordre de 10, il parait difficile de pouvoir obtenir les valeurs des deux composantes à mieux que 10 % près.

De cette série d'études nous pouvons tirer les conclusions suivantes

- Dans le cas de Li^+ le fait que la courbe soit très près d'une lorentzienne pure n'implique pas que la cascade à partir du niveau 5 ^3F, invoquée pour expliquer le signal d'orientation, soit inexistante : en effet, il suffit que son amplitude soit de 10 à 20 % pour obtenir le signal observé de 4 % environ. De plus, la largeur, qui est le quart de celle du niveau 4 $^1D_2$ à pression nulle, croît plus vite que celle-ci en fonction de la pression et est certainement beaucoup plus voisine à la pression de travail : dans ces conditions, l'écart à 1 seule lorentzienne est très faible.

- Dans le cas du Na^+, nous avons constaté que l'amplitude de la différence expérience/lorentzienne unique décroît d'abord rapidement puis réaugmente lentement. Ceci, combiné au comportement déjà mentionné du produit Amplitude x Largeur indique la présence d'une cascade qui se dépolarise rapidement en fonction de la pression. Dans la courbe d'orientation on doit donc séparer le cas des 3 premiers points de celui des suivants. Ces trois premiers points correspondent à la création d'orientation (par relaxation anisotrope) dans le niveau qui cascade, en tendant visiblement vers une largeur plus fine que celle du niveau 4 $^1D_2$. Les suivantes s'alignent alors sur une droite qui, à pression nulle, tend vers la largeur du 4 $^1D_2$ et dont la largeur croît moins vite que celle de ce niveau. Ces points correspondent à la création d'orientation par relaxation anisotrope dans le niveau 4 ^1D

Nous pensons, mais ceci demande une étude supplémentaire, que les deux composantes dans la courbe Hanle correspondent à deux vitesses de recul et que la création d'orientation est plus importante dans la courbe la plus fine que dans la plus large, ce qui expliquerait l'évolution de la largeur du signal d'orientation (à la différence de vitesse de recul correspond nécessairement une différence de l'anisotropie du recul).

F/ Orientation due au champ électrique :

Pour étudier l'orientation du niveau excité par l'influence du champ électrique, on a placé dans l'enceinte des collisions deux plaques en cuivre parallèles reliées aux bornes d'une alimentation Haute-Tension. Ces plaques étaient horizontales, de manière à ce que le champ électrique interplaques soit vertical, c'est-à-dire perpendiculaire au faisceau et à la direction de détection.

On a tracé une courbe d'effet Hanle du signal rectiligne, servant de référence, ensuite on a tracé des courbes du signal circulaire en faisant varier paramétriquement le champ électrique ou plutôt la tension V entre les 2 plaques.

On excitait avec un faisceau en Li^+ accéléré à 100 Kev une cible en He à une pression $1,5 \times 10^{-2}$ (Varian) = $8,77 \times 10^{-2}$ Torr, le courant P.M. étant de 3×10^{-8} Ampères, et les courbes tracées en 1 seul passage (constante du temps = 1 seconde, 1 passage = 100 s.).

On constate sur les courbes tracées qu'à partir d'une certaine valeur du champ électrique, la courbe Hanle est un mélange de deux courbes de largeurs différentes ; on a alors essayé d'ajuster la courbe expérimentale sur deux lorentziennes théoriques. Pour des tensions de l'ordre de 100 à 200 volts les deux courbes composantes ont des largeurs comparables et la courbe somme s'ajuste sur 1 seule lorentzienne. Pour V = 350 et 400 volts l'ajustement sur deux lorentziennes donne la largeur et l'amplitude de chacune des courbes composantes de la courbe expérimentale. Pour des tensions supérieures, l'ajustement est assez bon, car les largeurs des deux courbes composantes deviennent très différentes mais la valeur donnée pour l'une des courbes (large) n'est pas significative, car celle-ci devient trop large pour que l'ajustement ait un sens. Notons toutefois que si la valeur absolue de la largeur de cette deuxième courbe est non significative, la pente de sa variation en fonction du champ est significative.

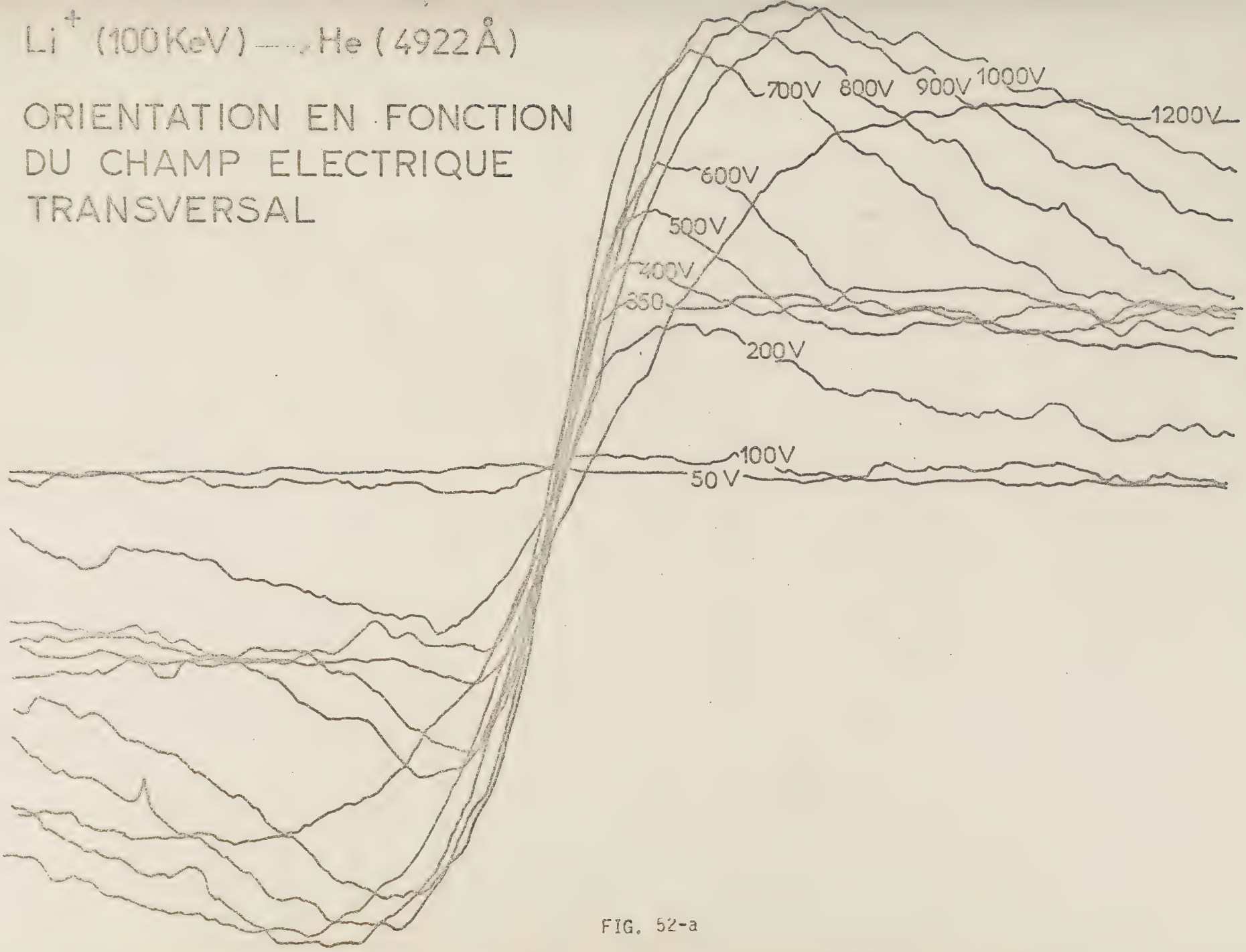

Li^+ (100 KeV) ——→ He (4922 Å)
ORIENTATION EN FONCTION DU CHAMP ELECTRIQUE TRANSVERSAL
700V
800V
900V
1000V
1200V
600V
500V
400V
350
200V
100V
50 V

FIG. 52-a

On dresse ainsi le tableau suivant :

$Li^{+} \xrightarrow[100\ Kev]{} He\ (4922\ \mathring{A})$ - N = 1 passage - I.M.P. = 3×10^{-8} Amp. -

$P_{He} = 1,5 \times 10^{-2}$ Varian.

N° manip.	Tension	Amplitude A	$\frac{1}{2}$ largeur à mi-hauteur Γ	Centre X_o	Base	E.Q.M.	
1	100 v.	63,94471	8,809842	111,5910	307,8999	0,6401749	
2	200 v.	412,4272	16,54415	108,7751	310,1628	0,7799925	
3	350 v.	405,5192 459,9152	7,826209 47,32658	108,2788 109,6834	368,8503	0,8904759	
4	400 v.	572,0893 459,7319	8,883242 69,50111	108,0850 109,4156	589,8569	1,087962	
5	500 v.	843,3178 1139,745	11,11768 465,3496	108,1139 108,0000	586,7861	1,697080	
6	600 v.	988,6467 9,324911 + 05	14,23883 7,196099 + 05	108,4451 108,0000	579,5729	1,735158	Xo fixé
7	700 v.	1161,682 2,604250 + 35	20,43084 6,116208 + 36	111,3018 108,0000	848,7912	1,370901	Xo fixé
8	800 v.	1238,492	24,99522	108,5244	850,7197	1,280609	
9	900 v.	1278,733	31,69992	108,6831	845,5200	0,8918808	
10	1000 v.	1268,413	39,35812	108,5372	846,4431	0,7464212	
11	1200 v.	1287,133	55,21156	108,3516	842,6481	0,8274919	

L'ajustement sur une lorentzienne de la courbe Hanle du signal rectiligne pris comme référence, donne :

A = 67,65794 Γ = 16,19805 Xo = 107,6285

Base = 312,8615 E.Q.M. = 0,5973809

Le programme d'ajustement n'a permis d'ajuster les courbes expérimentales que sur deux lorentziennes, une de largeur fine et une autre plus large ; celle-ci s'élargissant en fonction du champ électrique plus rapidement que la première. Pour des faibles valeurs du champ électrique, la courbe expérimentale n'est ajustable sur sur 1 lorentzienne dont la largeur tend, à champ nul, vers une valeur moyenne entre la largeur Hanle et la moitié de la largeur Hanle du signal rectiligne ; ce qui vérifie grossièrement la théorie (cf. première partie).

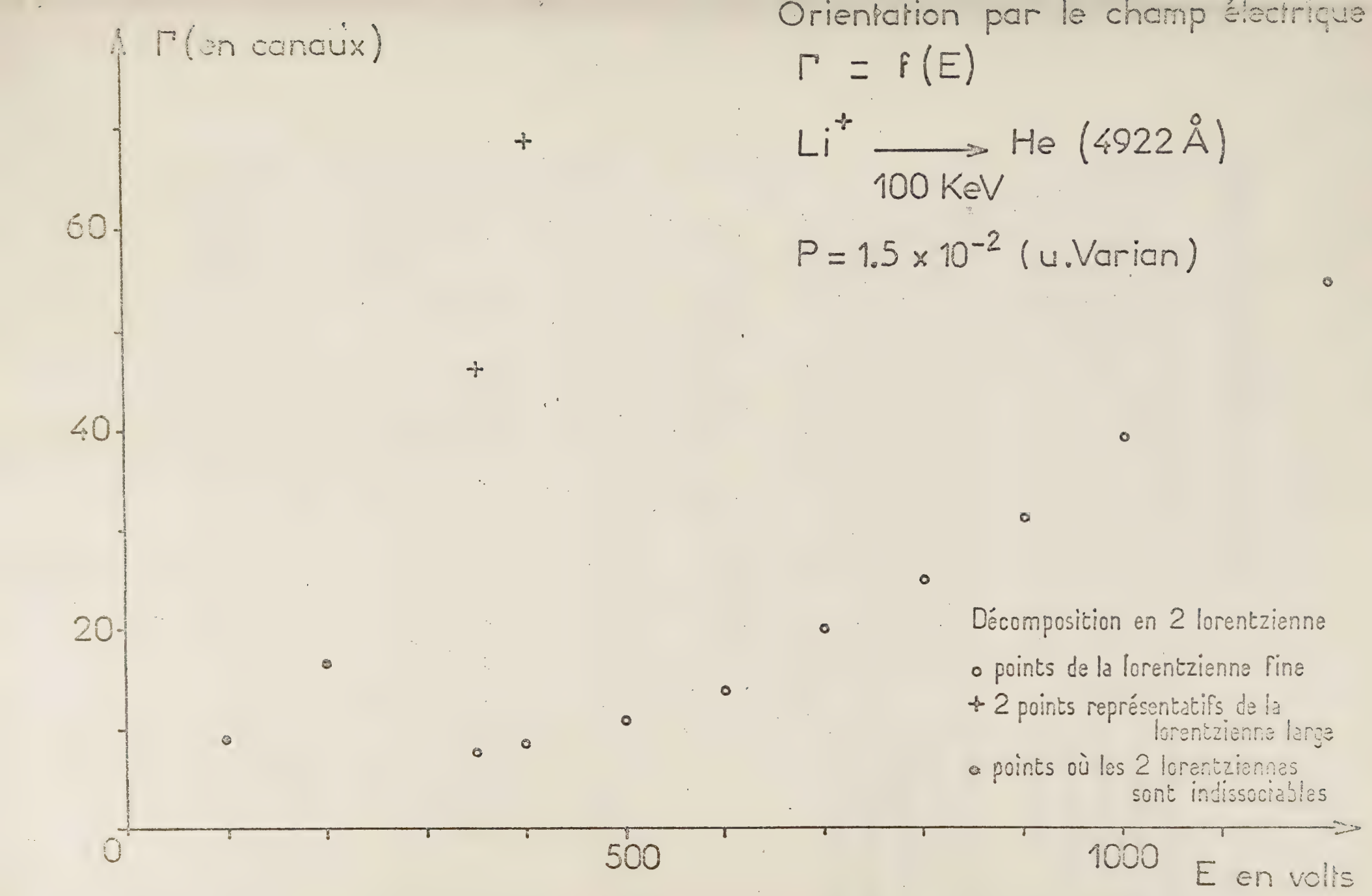

Orientation par le champ électrique
Γ = f(E)
Li+ ⟶ He (4922 Å)
100 KeV
P = 1.5 x 10-2 (u.Varian)
Γ (en canaux)
60
40
20
0
500
1000
E en volts
Décomposition en 2 lorentzienne
o points de la lorentzienne fine
+ 2 points représentatifs de la lorentzienne large
⊙ points où les 2 lorentziennes sont indissociables

FIG. 52 -b

G/ Etude de l'anisotropie de la ralaxation :

Le principe de l'expérience a été mentionné dans la partie théorique correspondante. Rappelons toutefois qu'il s'agit de tracer des courbes représentant la variation du taux de polarisation de la lumière rectiligne émise à 90° du faisceau d'ions excitants, lorsque l'on fait varier un champ magnétique. Plusieurs types d'expériences ont été envisagés :

1°/ Tracer, en faisant balayer le champ magnétique statique ($H = \omega x$) dans la direction de détection, des courbes Hanle d'absorption ($I_{//} - I_{\perp}$) qu'on appelera H.A.), ou de dispersion ($I_{45} - I_{-45}$ qu'on appelera H.D.) pour différentes pressions du gaz-cible. Dans des conditions identiques, les deux courbes (H.A.) et (H.D.) doivent avoir la même largeur à mi-hauteur, et un rapport d'amplitude :

$$R = \frac{\text{Amplitude (H.D.)}}{\text{Amplitude (H.A.)}} = \frac{2}{\Gamma_1^2} \sqrt{\frac{\Gamma_0^2\ \Gamma_1^2\ \Gamma_2^2}{\Gamma_0^2 + 3\ \Gamma_2^2}}$$

Ce rapport est égal à 1 dans le cas isotrope, et peut en être différent dans le cas anisotrope. Il vaudrait par exemple 0,9095 dans une relaxation de VAN DER WAALS.

Cette expérience, n'est toutefois, pas suffisante car elle ne donne qu'un paramètre d'anisotropie alors qu'il en existe deux ($\Gamma_1^2 - \Gamma_0^2$ et $\Gamma_2^2 - \Gamma_0^2$ par exemple). En particulier, si Γ_0^2, Γ_1^2, et Γ_2^2 sont différents mais convenablement étagés, ce rapport peut être égal à 1, bien que la relaxation soit anisotrope.

Du point de vue expérimental, ce type d'expériences nécessite une grande stabilité du faisceau, ou un dispositif de normalisation (division à chaque instant du taux de polarisation par l'intensité du signal), ou bien une régulation du courant du photomultiplicateur.

La première série d'expériences a été faite en utilisant un faisceau en Li^+. On a obtenu, dans des conditions favorables, après quelques heures de fonctionnement, une stabilité de l'intensité émise et de la pression du gaz-cible de l'ordre de 1 % sur la durée d'une expérience (5 à 10 min.). Ce sont les résultats de ces expériences, corrigées en supposant la variation de l'intensité linéaire entre le début et la fin de l'expérience, qui sont reportés dans le tableau suivant. On voit qu'au bruit près, les amplitudes en absorption et en dispersion sont égales.

N°	Energie	A ou D	Amplitude	Δ = Largeur	Nbre de passages
1	120 Kev	A	2021		2
2	"	D	2007		2
3	100 Kev	A	2448	3,29	2
4	"	D	2416	3,317	2
5	"	A	4557	3,273	4
6	"	D	4641	3,307	4
7	"	A	23401	3,3709	16
8	"	D	22814	3,3807	16
9	"	A	25204	3,3121	16
10	"	D	25226	3,3114	16
11	"	A	23494		16
12	"	D	24157		16
13	"	A	24240		16
14	"	D	24553		16

$P_{He} = 1,17 \times 10^{-1}$ Torr

La deuxième série de mesures a été faite en utilisant un faisceau de Na^+, et à partir de l'expérience n° 12 du tableau ci-après on a régulé le courant du photomultiplicateur ce qui correspond à une plus grande précision sur l'évaluation des amplitudes ; en plus, on a porté en face de chaque paramètre mesuré, l'erreur statistique provenant de l'ajustement de la courbe expérimentale sur une lorentzienne théorique.

N°	Energie	A ou D	Amplitude	Nbre de passages
1	80 Kev	A	1218	4
2	"	A	1211	4
3	"	D	1203	4
4	"	D	1200	4
5	70 Kev	A	22765	16
6	"	A	22812	16
7	"	D	22667	16
8	"	A	23140	16
9	"	D	22251	16
10	"	A	4346	4
11	"	D	4240	4

$P_{He} = 2 \times 10^{-2}$ (U.Varian) = $1{,}17 \times 10^{-1}$ Torr

Il y a une baisse de pression

N°	Energie	Pression	A ou D	Amplitude	E.S.	Largeur	E.S	E.Q.M.	
12	70 Kev	2×10^{-2} (U.Varian) = $1,17\times10^{-2}$ Torr	A	19333,61	29,08594	21,86067	0,06720	112,7678	1
13	"	"	D	19074,67	30,88226	22,01112	0,06196	126,5496	1
14	"	5×10^{-3} (U.Varian) = $2,92\times10^{-1}$ Torr	A	17558,61	19,245	10,6373	0,01981	54,6712	1
15	"	"	D	17199,86	18,30247	10,67192	0,01748	52,2958	1

On constate ainsi qu'au bruit près, le rapport des amplitudes est égal à 1.

- *Discussion* :

Il nous faut toutefois discuter l'influence du fait mentionné dans (E) sur l'orientation, que ces courbes Hanle sont en réalité la somme de deux lorentziennes.

Le calcul a montré que si une courbe est la somme de deux lorentziennes de même amplitude, de largeurs simple et double, l'amplitude en absorption et en dispersion d'une part, la largeur en absorption et en dispersion d'autre part, restaient égales à mieux de 1 % près si cela était vrai pour les deux composantes.

2°/ Il s'agit-là de tracer des courbes Hanle en absorption et en dispersion, en faisant balayer, cette fois-ci, le champ magnétique statique selon la direction du faisceau ($H = \omega z$) tout en gardant constant un champ magnétique statique selon la direction de détection $H_1 = \omega x$) ; Celui-ci est une variable paramétrique.

On trace, pour une énergie donnée d'accélération du faisceau et une pression donnée du gaz-cible, deux courbes appelées Pseudo-Brossel (car par leur forme creusée pour de grandes valeurs de a, et par le fait qu'elles correspondent dans un référentiel fixe à ce qui se passe dans le référentiel tournant dans des expériences de résonance, elles ressemblent beaucoup aux courbes de Majorana-Brossel-Bitter (33) sans leur être analytiquement égales). L'une d'elles, appelée B90 correspond à la différence des polarisations à 0 et 90° du faisceau, l'autre, appelée B45 correspond à la différence des polarisations à $\pm$ 45° du faisceau.

A première vue, la meilleure méthode pour exploiter les résultats de ces expériences était d'utiliser notre programme d'ajustement pour décomposer les courbes en question en deux lorentziennes.

En effet, chacune de ces courbes (B90 et B45) est la somme, avec des amplitudes relatives et absolues différentes, des deux mêmes lorentziennes : la largeur d'une lo-

rentzienne tend vers Γ_1^2, la largeur de l'autre tend vers Γ_1^2 lorsque H_1, le champ transversal, tend vers 0. La troisième constante Γ_0^2 aurait pu être déduite de la largeur de l'effet Hanle qui vaut : $2\sqrt{\frac{\Gamma_0^2,\ \Gamma_1^2,\ \Gamma_2^2}{\Gamma_0^2 + 3\ \Gamma_2^2}}$, ou bien de l'amplitude relative des courbes Hanle en absorption et en dispersion qui vaut, comme on l'a vu ci-dessus : $\frac{2}{\Gamma_1^2}\sqrt{\frac{\Gamma_0^2,\ \Gamma_1^2,\ \Gamma_2^2}{\Gamma_0^2 + 3\ \Gamma^2}}$.

Toutefois, ainsi que nous le décrirons en détail dans le chapitre "FIT", cette méthode est rendue impossible par le fait que, même si la courbe Brossel est bien définie (à 1 % près par exemple, à cause du bruit), les caractéristiques (amplitude et largeur) des deux lorentziennes qui la composent sont très mal définies :

Il existe un ensemble de couples de lorentziennes, dont les caractéristiques individuelles sont très différentes (mais sont liées entre elles : par exemple :la différence de leurs amplitudes, qui correspond à l'amplitude de la courbe Brossel est définie à 1 % près, mais la somme peut varier dans un rapport 1 à 10), mais, additionnées, donnent des courbes Brossel très voisines, qui diffèrent entre elles de moins de 1 %.

3°/ Au lieu de"fiter"les courbes expérimentales par deux lorentziennes, on les a alors"fitées"par une courbe Brossel du type :

$$\frac{a + b\ x^2}{1 + c\ x^2 + d\ x^2}$$

Il faut noter que la largeur à mi-hauteur de la courbe est mieux définie que chacun des coefficients b; c, ou d (a, qui correspond à l'amplitude à champ longitudinal nul, est sans doute le mieux défini des paramètres, mais il n'apporte aucune information supplémentaire par rapport à l'effet Hanle car il correspond à un point de cette courbe) : ceci correspond au fait que d'autres caractéristiques, par exemple la largeur et l'amplitude du creux, qui sont d'autres fonctions de b, c et d, sont plus

mal définies, et que leur imprécision rejaillit sur ces coefficients. Nous avons alors tracé les largeurs de ces courbes Brossel en fonction du champ transversal H_1.

Dans une première étape, nous avons étudié essentiellement la limite de ces largeurs quand $H_1 \to o$. En effet, quand $H_1 \to o$ la largeur de B 45 tend vers Γ_1^2, et celle de B 90 tend vers une fonction des Γ_0^2, Γ_1^2, et Γ_2^2 (voir partie théorique correspondante), alors que pour des champs H_1 élevés elles sont des fonctions plus compliquées de ces trois coefficients. Toutefois, on s'est rendu compte que ceci conduisait à une mauvaise précision car l'amplitude des courbes tend alors vers o ce qui :

- d'une part, fait que leur rapport S/B est faible,
- d'autre part, fait que certains parasites comme le piégeage des électrons secondaires par le champ longitudinal, qui produit une variation de 1 à 2 % du taux de polarisation qui sert de ligne de base aux courbes B_{90} qui sont des courbes de dépolarisation, ont une importance relative plus grande.

Par ailleurs, on a alors vu, en étudiant le cas Van der Waals, que la crainte que nous avions au départ, que les largeurs de courbes Brossel pour des grandes valeurs de H_1, étant des fonctions compliquées des trois paramètres Γ_0^2, Γ_1^2, et Γ_2^2, ne soient une moyenne qui fasse disparaître l'anisotrope, n'était pas fondée : l'écart entre la courbe Van der Waals et la courbe isotrope, en valeur relative, varie peu lorsque l'on augmente H_1.

On a enfin adopté cette dernière méthode pour étudier l'anisotropie de la relaxation. Γ_{45} et Γ_{90} étant les 1/2 largeurs à mi-hauteur des courbes B_{45} et B_{90} expérimentales, et Δ la largeur de la courbe Hanle, on tracera sur un graphique à échelle réduite, $\left(\frac{\Gamma 45}{\Delta}\right)^2$ et $\left(\frac{\Gamma 90}{\Delta}\right)^2$ en fonction de $\left(\frac{H_1 - Ht}{\Delta}\right)^2$, Ht étant le champ terrestre mesuré directement par un milligaussmètre et H_1 le champ transversal. On comparera les points expérimentaux ainsi reportés, aux courbes tracées dans deux cas théoriques :

- cas de collisions isotropes,
- cas de collisions anisotropes correspondant au recul des atomes du gaz-cible dans un plan perpendiculaire au faisceau, et où la relaxation est du type Van der Waals.

- *Excitation par un faisceau de Li^+*

- Energie d'accélération du faisceau = 100 Kev,
- Pression du gaz-cible : $P_{He} = 2 \times 10^{-2}$ Varian = $1{,}17 \times 10^{-1}$ Torr,
- Nombre de passages : N = 16 passages (1 passage = 100 secondes),
- Largeur de la courbe Hanle : Δ = 6,6536 gauss,
- Champ terrestre transversal : H_t = 0,262 gauss.

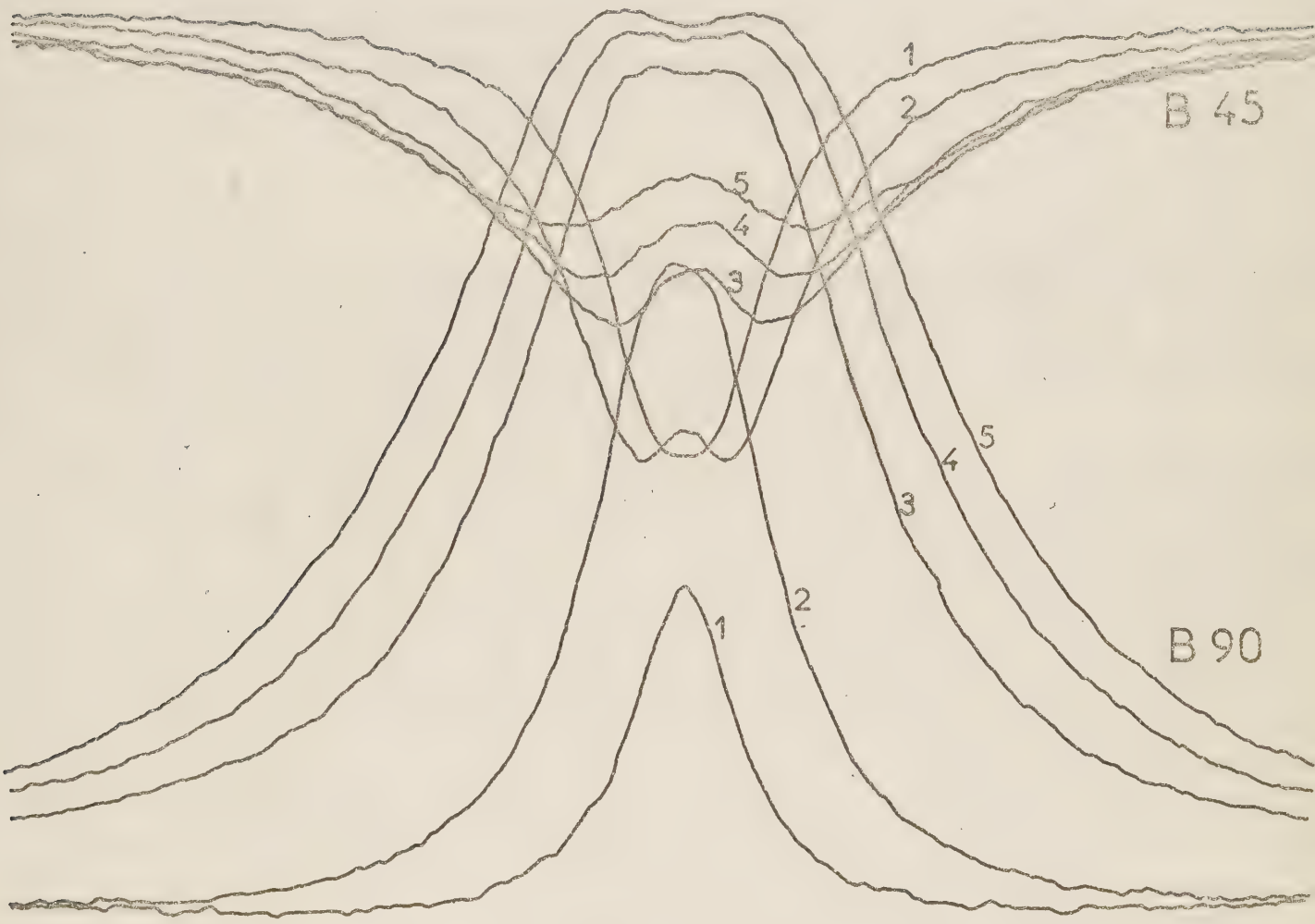
On dresse alors le tableau des résultats expérimentaux ci-dessous :

N° manip.	H_1 en gauss	$H_1 - Ht$	$\frac{H_1 - Ht}{\Delta}$	$\left(\frac{H_1 - Ht}{\Delta}\right)^2$	$\Gamma 45$ en gauss	$\frac{\Gamma 45}{\Delta}$	$\left(\frac{\Gamma 45}{\Delta}\right)^2$	$\Gamma 90$ en gauss	$\frac{\Gamma 90}{\Delta}$	$\left(\frac{\Gamma 90}{\Delta}\right)^2$
1	2,7254	2,4634	0,3683	0,1357	8,8046	1,3166	1,7335	5,0829	0,7600	0,5777
2	5,4508	5,1888	0,7759	0,6020	14,1438	2,1150	4,4734	9,8448	1,4721	2,1673
3	10,8871	10,625	1,5888	2,5245	26,9938	4,0366	16,2944	19,5293	2,9204	8,5287
4	13,6269	13,3649	1,9985	3,9943	33,2798	4,9766	24,7669	23,7098	3,5455	12,5709
5	16,3667	16,1047	2,4082	5,7998	39,9981	5,9812	35,7758	28,2756	4,2283	17,8785

Courbes Pseudo-Brossel

$Li^{+} \longrightarrow He$ (4922 Å)

100 KeV



1 - H_1 = 2,72 Gauss

2 - H_1 = 5,45 Gauss

3 - H_1 =10,88 Gauss

4 - H_1 =13,62 Gauss

5 - H_1 =16,36 Gauss

FIG. 53-a

- Excitation par un faisceau de Na^+

- Energie d'accélération du faisceau = 70 Kev,
- Pression de la cible $P_{He} = 1,17 \times 10^{-1}$ Torr,
- Accumulation des résultats : N = 16 passages (1 passage = 100 s),
- Largeur de la courbe Hanle : Δ = 9,82 gauss,
- Champ terrestre transversal : Ht = 0,23 gauss.

N° Manip.	H_1 en gauss	$H_1 - Ht$	$\frac{H_1 - Ht}{\Delta}$	$\left(\frac{H_1 - Ht}{\Delta}\right)^2$	$\Gamma 45$ en gauss	$\frac{\Gamma 45}{\Delta}$	$\left(\frac{\Gamma 45}{\Delta}\right)^2$	$\Gamma 90$ en gauss	$\frac{\Gamma 90}{\Delta}$	$\left(\frac{\Gamma 90}{\Delta}\right)^2$
1	2,7254	2,4954	0,2541	0,0646	11,0413	1,1244	1,2643			
2	5,4508	5,2208	0,5316	0,2826	16,1798	1,6476	2,7146	12,7105 8,2598	1,2943 0,8411	1,6752 0,7074
3	8,176	7,946	0,8092	0,6548	21,7475	2,2146	4,9045	13,2257	1,3468	1,8139
4	10,8871	10,6571	1,0852	1,1777	27,3469	2,7848	7,7551	18,0451	1,8376	3,3768
5	13,6269	13,3969	1,3642	1,8610	33,2173	3,3826	11,442	22,7449	2,3162	5,3648
6	16,3667	16,1367	1,6432	2,7001	39,4281 39,6104 39,8601	4,0151 4,0336 4-0591	16,121 16,2699 16,4763	27,6867 27,6908 27,763	2,8194 2,8198 2,8272	7,949 7,9513 7,9931

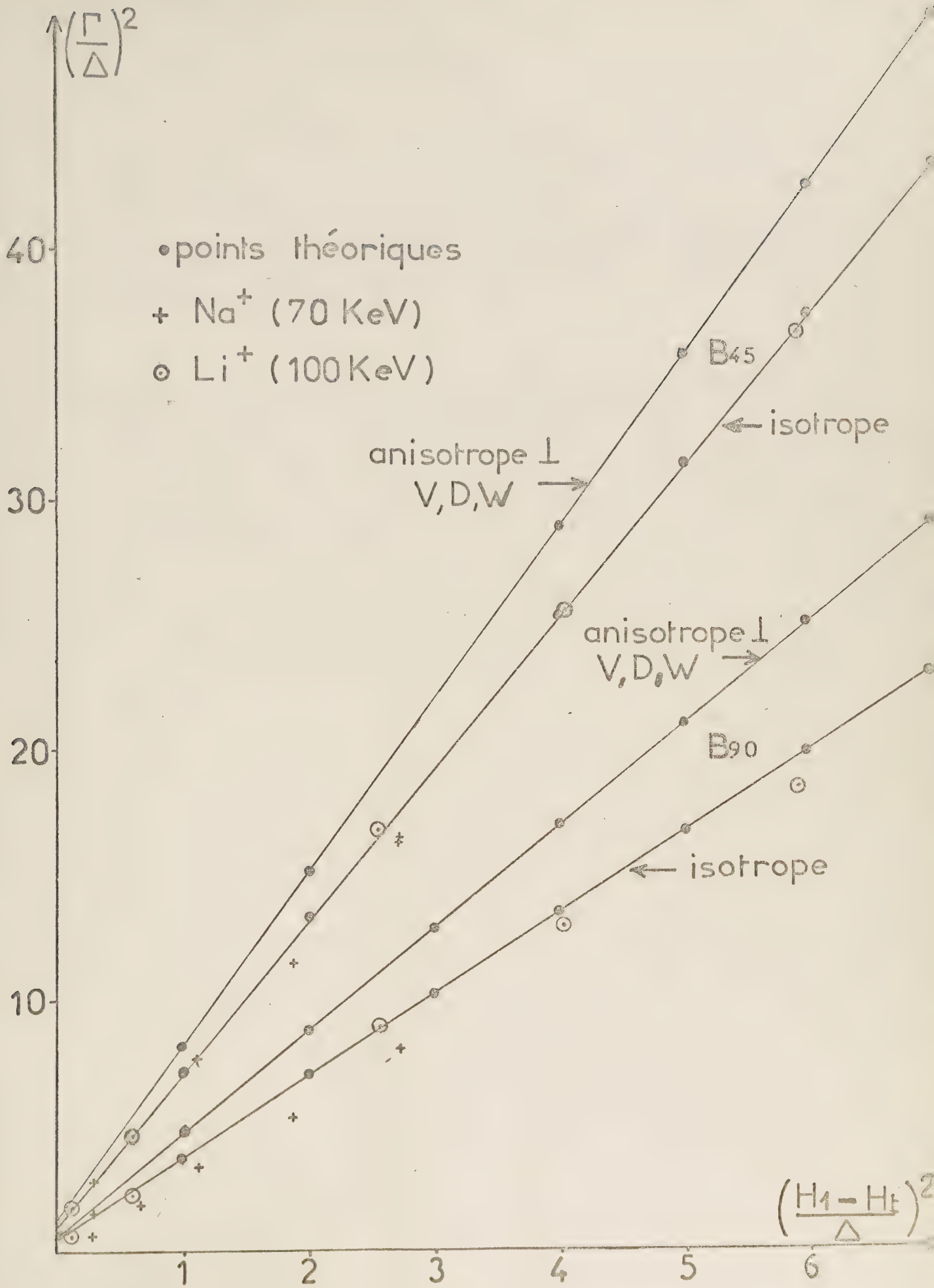

$\left(\frac{\Gamma}{\Delta}\right)^2$
40
30
20
10
• points théoriques
+ Na^+ (70 KeV)
⊙ Li^+ (100 KeV)
B45
← isotrope
anisotrope ⊥
V, D, W →
anisotrope ⊥
V, D, W →
B90
← isotrope
$\left(\frac{H_1 - H_2}{\Delta}\right)^2$
1
2
3
4
5
6

FIG 53-b

Nous constatons sur le graphique (fig.53b)que la relaxation est isotrope dans le cas d'une excitation par un faisceau de Li^+ (B45 étant plus significative que B 90, car elle n'est pas sensible à l'effet des électrons mentionné ci-dessus qui fournit la ligne de base à B90), et que dans le cas d'excitation par un faisceau de Na^+ il existe une anisotropie de relaxation de l'ordre de 4 %.

Notons toutefois que si les résultats en Li^+, qui concluent à l'égalité de Γ_0, Γ_1 et Γ_2 sont sans doute significatifs, le résultat en Na^+ est beaucoup plus douteux car nous avons vu que dans ce dernier cas la courbe Hanle est la somme de deux lorentziennes, et que nous n'avons pas cherché (car cela ne nous semble pas réalisable) à séparer les courbes Brossel en deux courbes.

C O N C L U S I O N

Les expériences décrites précédemment, notamment dans la dernière partie concernant le bombardement d'une cible gazeuse par un faisceau d'ions accélérés, ont été effectuées sur la raie 4922 Å de l'Hélium I correspondant au niveau 4 $^1D_2$ excité. Notons que dans ce cas les collisions étudiées He^*- He au fondamental ne sont pas des collisions à longue distance du type VAN DER WAAL (cas le plus courant pour lequel avaient été faits les calculs théoriques) ; c'est ce que montre la (fig. 54) en comparant la section efficace de collisions à la fonction d'onde radiale de l'électron externe 4d de l'atome d'He I.

Pour faire des expériences correspondant au cas théorique du calcul (collisions du type VAN DER WAALS) il faudrait étudier un mélange d'He I avec un autre gaz rare : le calcul des sections efficaces montre que dans ce dernier cas, le seul gaz rare valable pour ce mélange, dans le cas de la raie 4922 Å, est le Xénon. Or, il s'est avéré impossible de faire une telle étude car les raies 4923, 4919 et 4916 Å du Xénon excité se superposaient à la raie étudiée, 4922 Å de l'He I.

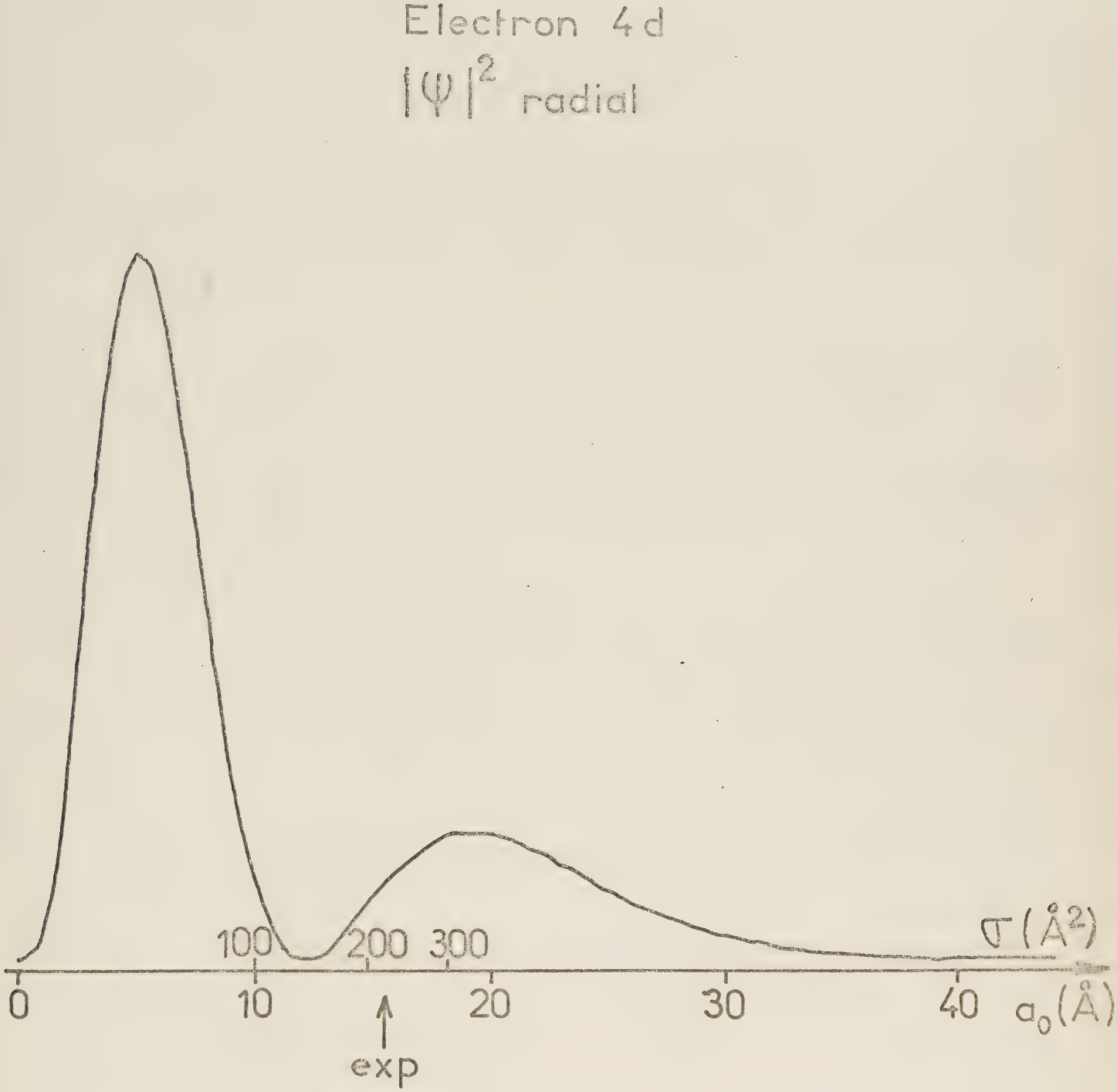

Electron 4d
$|\psi|^2$ radial
100
200
300
σ (Å^2)
0
10
20
30
40
a_0(Å)
exp

FIG. 5 4

CONCLUSION GENERALE

Ce travail a permis de mettre en évidence le phénomène de création d'orientation par collisions anisotropes.

Une étude expérimentale, beaucoup plus précise que ce qui avait pu être fait auparavant sur la création analogue d'orientation par champ électrique, a été réalisée, mettant en évidence des phénomènes nouveaux, particuliers aux cas $J \geq 2$.

D'autre part, nous avons mis au point une méthode de mesure de l'anisotropie des collisions en jeu.

Ces études de collisions anisotropes sont potentiellement beaucoup plus riches que les méthodes, usuelles, mettant en jeu des collisions isotropes.

Mais les difficultés essentielles rencontrées dans nos expériences étaient dues aux cascades sur le niveau étudié provenant de niveaux supérieurs, et c'est ce qui pose le plus de problèmes pour la généralisation de ce travail pour une étude plus systématique des collisions interatomiques.

Des études sur une cible, Argon, Krypton, ou Xénon, où les collisions sont du type VAN DER WAALS, seraient intéressantes à faire pour se ramener à un cas théoriquement plus facile à calculer.

Les mêmes expériences pourraient être faites, dans le cas du bombardement d'une cible gazeuse par un faisceau d'ions accélérés, sur les niveaux excités du faisceau lui-même, qui relaxent contre les atomes au fondamental de la cible. Dans ce cas, l'anisotropie des collisions est presque totale, vue la grande vitesse des atomes du faisceau par rapport à la vitesse thermique des atomes de la cible.

Mais dans les deux cas cités ci-dessus, les effets de cascade restent la gêne essentielle des expériences.

Pour cela, nous pensons qu'une expérience propre et bien exploitable serait l'excitation du faisceau incident par un faisceau laser, ce qui élimine les possibilités d'un effet de cascade, et offre une très bonne anisotropie aux collisions étudiées. Une telle excitation du faisceau par laser a été faite récemment par ANDRA sur le doublet P du calcium.

AJUSTEMENT DES COURBES

Pour exploiter nos résultats expérimentaux, nous avons été amenés à écrire un programme d'ajustement non linéaire des courbes expérimentales, par une expression théorique à plusieurs variables. Dans la première partie, nous montrons que l'utilisation de tels programmes doit, dans certains cas, être faite avec prudence, et que leurs résultats doivent être discutés de façon critique, non pas à cause d'un défaut du programme lui-même, mais par suite d'ambiguïtés cachées du problème que l'on se pose, ambiguïtés que cette étude permet de révéler et qui sont dues à certaines caractéristiques particulières des courbes à étudier (Lorentziennes dans notre cas).

1) - Principe du programme d'ajustement :

a) - Méthode de base :

Etant donnée une courbe expérimentale $y=f(x)$ définie en un certain nombre de points x_i discrets (dans notre cas les x_i sont les canaux du sélecteur "multicanaux" correspondant à des valeurs discrètes du champ magnétique), il s'agit de trouver les valeurs des NBPAR paramètres α_1, α_2,..... α_j,.... qui minimisent la différence quadratique entre la courbe expérimentale et une courbe théorique $y=f_{th}(x ; \alpha_1, \ldots\ldots \alpha_j, \ldots)$, c'est-à-dire qui rendent minimum la fonction :

$$F(\alpha_1, \ldots\ldots \alpha_j, \ldots) = \sum_{i=1}^{NBPT} \left(f_{exp}(x_i) - f_{th}(x_i ; \alpha_1, \ldots \alpha_j, \ldots)\right)^2 \quad (1)$$

Il s'agit donc de rechercher le fond d'une cuvette dans une hypersurface à NBPAR + 1 paramètres.

Pour illustrer la méthode employée, prenons tout d'abord le cas à un seul paramètre. Pour trouver le minimum de la fonction $F(\alpha)$ on cherche le zéro de sa dérivée $F'(\alpha)$. Cette dérivée n'étant pas linéaire en α on utilise la méthode de Newton : on part d'une valeur α_1 fixée arbitrairement, on approxime $F'(\alpha)$ par sa tangente, ce qui permet de calculer l'approximation suivante par :

$$\alpha^{(2)} = \alpha^{(1)} - \frac{F'(\alpha^{(1)})}{\frac{\partial}{\partial\alpha} F'(\alpha^{(1)})} \qquad (2)$$

En réalité, nous utiliserons une procédure voisine, mais légèrement différente.

Développons en série de Taylor par rapport aux α_i :

$$f_{th}(x_i, \alpha_1+\Delta\alpha_1, \ldots\ldots \alpha_j+\Delta\alpha_j, \ldots) = f_{th}(x_i, \alpha_1, \ldots \alpha_j \ldots) + \Delta\alpha_1 \frac{\partial f_{th}}{\partial \alpha_1}(x_i, \alpha_1 \ldots \alpha_j \ldots)$$

$$+ \ldots\ldots + \Delta\alpha_j \frac{\partial f_{th}}{\partial \alpha_j}(x_i, \alpha_1, \ldots \alpha_j \ldots) = \Phi_i(\Delta\alpha_1, \ldots \Delta\alpha_j, \ldots) \qquad (3)$$

C'est donc la fonction f_{th} que l'on remplace par son hyperplan tangeant au voisinage du point $(\alpha_1, \ldots\ldots \alpha_j, \ldots)$ au lieu de $F'(\alpha)$ comme dans la discussion précédente.

Dans ces conditions, on est ramené à un problème de moindres carrés linéaires. Posons :

$$\sum_{i=1}^{NBPT} \left(f_{exp}(x_i) - \Phi_i(\Delta\alpha_1, \ldots\ldots \Delta\alpha_j, \ldots) \right)^2 = G(\Delta\alpha_1, \ldots\ldots \Delta\alpha_j \ldots)$$

(la fonction G dépend en fait des valeurs initiales $\alpha_1, \ldots \alpha_j \ldots$).

On cherche à annuler les dérivées de G par rapport aux $\Delta\alpha_j$, c'est-à-dire à résoudre le système en $\Delta\alpha_j$:

$$\frac{\partial}{\partial\alpha_1} G(\Delta\alpha_1,\ldots \Delta\alpha_j,\ldots)=2 \sum_{i=1}^{NBPT} \left[f_{exp}(x_i)-f_{th}(x_i ; \alpha_1,\ldots\alpha_j,..)-\Delta\alpha_1\frac{\partial f_{th}}{\partial\alpha_1}(x_i;\right.$$

$$\left.\alpha_1,.. \alpha_j,...)-\Delta\alpha_j\frac{\partial f_{th}}{\partial\alpha_j}(X_i, \alpha_1,..\alpha_j,...)\right]$$

$$\frac{\partial f_{th}}{\partial\alpha_1}(X_i; \alpha_1,...\alpha_j,...) = 0$$

.....

Si l'on pose :

$$\beta_j(\alpha_1,..\alpha_j)=\sum_{i=1}^{NBPT}\left[f_{exp}(x_i)-f_{th}(x_i;\alpha_1,..\alpha_j)\right]\frac{\partial f_{th}}{\partial\alpha_j}(x_i ; \alpha_1,..\alpha_j) \qquad (4)$$

$$A_{jj'}(\alpha_1,..\alpha_j)=\sum_{i=1}^{NBPT}\frac{\partial f_{th}}{\partial\alpha_j}(x_i ;\alpha_1,..\alpha_j)\ \frac{\partial f_{th}}{\partial\alpha_{j'}}(x_i ; \alpha_1,..\alpha_j)$$

On obtient le système linéaire en $\Delta\alpha_j$:

$$\sum_{j'=1}^{NBPAR} A_{jj'}\,\Delta\alpha_{j'} = B_j \qquad (5)$$

Ce système est inversé par la méthode d'élimination de GAUSS, on en déduit les nouvelles valeurs de $\alpha_j \leftarrow \alpha_j + \Delta\alpha_j$ et on recommence...

La discussion sur les problèmes de convergence, étant plus simple avec la méthode à un seul paramètre décrite ci-dessus, nous allons étudier dans quelle mesure ces méthodes sont équivalentes .

La première méthode donne :

$$F(\alpha) = \sum_{i=1}^{NBPT} \left[f_{exp}(x_i) - f_{th}(x_i,\alpha) \right]^2$$

$$F'(\alpha) = \sum_{i=1}^{NBPT} 2 \left[f_{exp}(x_i) - f_{th}(x_i,\alpha) \right] \frac{\partial f_{th}}{\partial \alpha}(x_i ; \alpha) = 0$$

$$\frac{\partial}{\partial \alpha} F'(\alpha) = 2 \sum_{i=1}^{NBPT} \left[f_{exp}(x_i) - f_{th}(x_i ; \alpha) \right] \frac{\partial^2 f_{th}}{\partial \alpha^2}(x_i ; \alpha)$$

$$-2 \sum_{i=1}^{NBPT} \left[\frac{\partial f_{th}}{\partial \alpha}(x_i ; \alpha) \right]^2$$

Donc, la première méthode donne :

$$\alpha^{(2)} = \alpha^{(1)} + \frac{\sum_{i=1}^{NBPT} \left[f_{exp}(x_i) - f_{th}(x_i;\alpha) \right] \frac{\partial f_{th}}{\partial \alpha}(x_i;\alpha)}{\sum_{i=1}^{NBPT} (-) \left[f_{exp}(x_i) - f_{th}(x_i;\alpha) \right] \frac{\partial^2 f_{th}}{\partial \alpha}(x_i;\alpha) = \left[\frac{\partial f_{th}}{\partial \alpha}(x_i;\alpha) \right]^2}$$

alors que la méthode effectivement utilisée donne :

$$\alpha^{(2)} = \alpha^{(1)} + \frac{\sum_{i=1}^{NBPT} \left[f_{exp}(x_i) - f_{th}(x_i ; \alpha) \right] \frac{\partial f_{th}}{\partial \alpha}(x_i ; \alpha)}{\sum_{i=1}^{NBPT} \left[\frac{\partial f_{th}}{\partial \alpha}(x_i ; \alpha) \right]^2}$$

Les deux méthodes diffèrent par la présence au dénominateur du terme :

$$\sum_{i=1}^{NBPT} \left[f_{exp}(x_i) - f_{th}(x_i ; \alpha) \right] \frac{\partial^2 f_{th}}{\partial \alpha^2} (x_i ; \alpha)$$

qui tend vers zéro quand l'approximation est bonne.

La méthode employée est plus simple dans la mesure où elle ne nécessite par le calcul des dérivées secondes $\frac{\partial^2 f_{th}}{\partial \alpha^2} (x_i, \alpha)$.

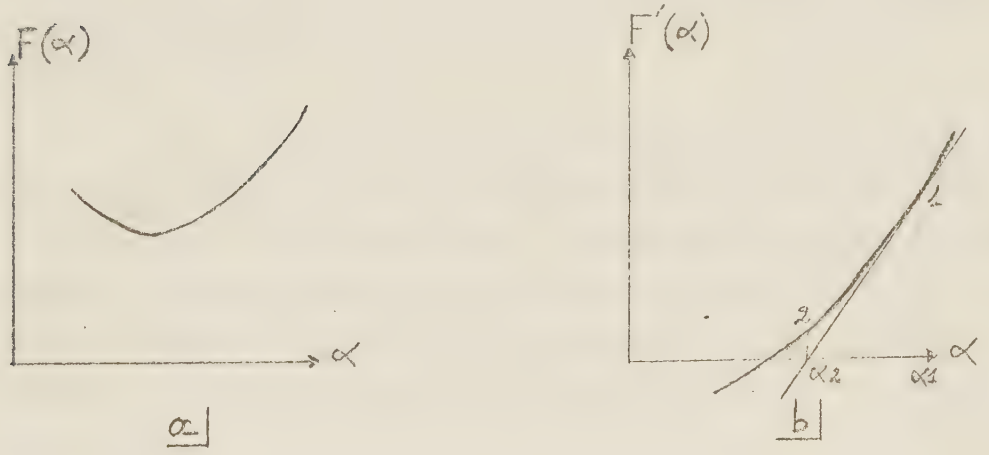


FIG. 55

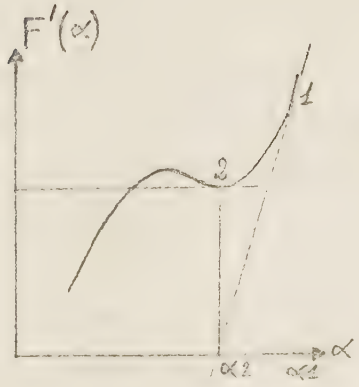


FIG. 56

b) - Discussion sur la convergence - Méthode 2 :

Lorsque le problème est bien posé, et que les valeurs initiales des paramètres ne sont pas complètement fausses, la convergence a lieu en quelques itérations avec une précision de 10^{-6} qui correspond aux erreurs d'arrondis de la machine (I.B.M. 360 simple précision) utilisée. Toutefois, on voit immédiatement que l'on aura des problèmes si la dérivée $F'(\alpha)$, au lieu d'avoir la forme de (fig. 55-b), a la forme de (fig. 56) ; la deuxième itération conduira à l'infini. Sur $F(\alpha)$ une telle situation correspond seulement à un point d'inflexion.

Une telle situation peut sembler peu probable, mais elle se produit en fait facilement si le problème a été mal défini : nous verrons qu'il peut exister des vallées dans l'espace des paramètres, vallées à tracé sinueux, à pentes raides, et à fond presque plat. Ces vallées correspondent au fait qu'une fonction des paramètres, dont l'équation détermine le tracé de la vallée, a une très faible influence sur la forme de la courbe $f_{th}(x_i ; \alpha_1,...\alpha_j,...)$.

Ce fond quasi-plat présente des points d'inflexion, et lorsque l'on emploie la méthode 1 décrite ci-dessus, on obtient un début de convergence suivi d'une divergence brutale lorsque l'on arrive au fond.

Nous allons étudier une méthode qui permet de contraindre le point figuratif à rester au fond de la vallée, mais on aura en général dans ce cas une convergence lente correspondant au fait que ce point suit le fond courbé de cette vallée.

La première méthode que nous avons employée était de calculer l'écart quadratique moyen pour le point d'arrivée et, si cet écart quadratique était supérieur à celui de départ, de remplacer :

$$\alpha_j^{(2)} = \alpha_j^{(1)} + \Delta\alpha_j \text{ par } \alpha_j^{(2)} = \alpha_j^{(1)} + p\,\Delta\alpha_j$$

on essayait pour p dix valeurs successives : 1/3, 1/9,...., $1/_3 10$ et l'on arrêtait avec un message d'erreur si l'on n'arrivait pas à améliorer l'écart quadratique moyen.

Par la suite, nous avons employé une méthode plus élaborée : la méthode précédente consiste à se déplacer dans la direction définie par l'inversion du système (5), c'est-à-dire à se diriger vers le fond de l'hyperboloïde osculateur à la courbe $F(\alpha_1,...\alpha_j,..)$ au point $(\alpha_1,..\alpha_j,...)$ et :

- on emploie la première méthode si l'angle entre ces deux directions est inférieur à 30°.

- on se rapproche de la ligne de plus grande pente en modifiant le système (5), si cet angle est supérieur à 30°.

De façon plus précise :

α) - Les valeurs numériques des paramètres $\alpha_1,... \alpha_j,...$ peuvent être très différentes entre elles (amplitude et largeur d'une lorentzienne, par exemple). On les rend plus homogènes en divisant la ligne j de A et l'élément B_j par $\sqrt{A_{jj}}$, puis la colonne j' de A par $\sqrt{Aj'j}$. La matrice A transformée, a donc des 1 sur la diagonale principale. Ceci revient à normaliser $\Delta\alpha_j$ par le facteur $\sqrt{A_{jj}}$. La suite correspond à des $\Delta\alpha_j$ normalisés.

β) - La direction de la ligne de plus grande pente est un vecteur proportionnel à :

.....

$$\frac{\partial F}{\partial \alpha_j} = 2\sum_i \left(f_{exp}(x_i) - f_{th}(x_i;\ \alpha_1,...\alpha_j)\right)\frac{\partial f_{th}}{\partial \alpha_j}(x_i\ ;\ \alpha_1,...\alpha_j,..) = 2\,B_j$$

.....

c'est donc un vecteur proportionnel à $\vec{B}$.

L'angle entre cette direction et la direction définie par les $\Delta\alpha_j$, solutions de (5), est donc définie par :

$$\cos\theta = \frac{\sum_{j=1}^{NBPAR} B_j \ \Delta\alpha_j}{\sum_{j=1}^{NBPAR} B_j^2 \ \sum_{j=1}^{NBPAR} (\Delta\alpha_j)^2}$$

D'après (5) la direction $\vec{\Delta\alpha}_j$ correspond à la direction $\vec{B}$ si la matrice A est unité. Comme ses éléments diagonaux (après normalisation) valent 1, il faudra que ses éléments non diagonaux soient faibles devant 1. La méthode employée pour se rapprocher de la tangente consiste à remplacer les 1 de la diagonale principale de A par 1+g. On adopte alors la stratégie suivante :

1) - on fixe les paramètres initiaux α_i
2) - on fixe la valeur initiale g=0,001
3) - on calcul A et B
4) - on normalise A et B
5) - on remplace les éléments diagonaux de A par 1+g
6) - on inverse le système (5)
7) - on calcule les valeurs initiales et finales de l'écart quadratique moyen
8) - si valeur finale < valeur initiale
   alors 8-1) tous les 3 essais on divise g par 10,
        8-2) on itère en (3) avec les nouvelles valeurs des paramètres.
   sinon 8-1) on calcul l'angle,
        8-2) si cet angle est <30°
            alors on essaie 10 fois de suite en se déplaçant le long de la ligne définie par le $\Delta\alpha$ calculé en réduisant le pas de 3 à chaque fois,
            sinon on multiplie g par 10 et on recommence en (5)

c) - *Emploi du programme* :

Ce programme est utilisé en mode conversationnel sous le système temps partagé CP/CMS (I.B.M. 360). Les résultats des expériences accumulés sur un multicanaux (DIDAC 800 - Intertechnique) sont sorties sur un ruban perforé par un perforateur rapide TALLY (110 caractères/seconde). Le contenu de ce ruban est mis sur bande magnétique à l'aide de l'ordinateur CIT 10070 de Grenoble (qui possède un lecteur de ruban rapide). Cette bande magnétique est lue, transcodée (ASCII - EBCDIC) corrigée et stockée sur un disque à l'aide du système CP/CMS (on peut aussi les lire directement à partir du terminal temps partagé, ce qui permet d'éviter la phase bande magnétique - transcodage, mais la vitesse de transmission de ce terminal (10 caractères/seconde) étant très faible, et les consoles de temps partagé très demandées, il n'est possible d'employer cette méthode que pour de petits rubans).

Un exemple d'utilisation explicitant comment se déroule une session d'ajustement de courbes est fournie en appendice. Notons que le programme utilisé ajuste les courbes expérimentales à une somme d'un nombre quelconque de lorentziennes (de la forme $\frac{a+b\ (x-x_0)/\gamma}{1+(\frac{x-x_0}{\gamma})^2}$), de courbes de Majorana-Brossel (de la forme $\frac{a + b\ (x-x_0)^2}{1+c\ (x-x_0)^2 + d(x-x_0)^4}$), et d'un polynôme d'ordre quelconque $(a+b(x-x_0)+c(x-x_0)^2 +.....)$.

Les paramètres peuvent être spécifiés fixes ou variables, de plus on peut contraindre les différentes courbes à avoir le même centre x_0 (qui lui-même est variable).

On peut utiliser à volonté la méthode 1 ou 2, commencer un "fit" avec l'une et continuer avec l'autre, fixer le nombre d'itérations, utiliser la totalité ou une partie des points expérimentaux, recommencer avec de nouveaux paramètres, faire tracer sur imprimante rapide la courbe expérimentale, la courbe théorique, et leur différence, le tout en mode conversationnel.

Notons enfin que pour certaines applications, nous avons été conduits à écrire un programme maître qui, lorsqu'on lui fournit deux sous-programmes permettant de calculer $f_{th}\ (x_i\ ;\ \alpha_1,\ldots\alpha_j\ldots)$ et les dérivées $\frac{\partial f_{th}}{\partial \alpha_j}\ (x_i;\alpha_1\ldots\alpha_j)$, permet d'ajuster une courbe expérimentale à n'importe quelle courbe théorique en bénéficiant des facilités ci-dessus.

2°/ Application du programme :

Nous nous proposons de montrer dans ce paragraphe quelles sont les surprises que peut réserver l'utilisation de ce genre de programme, surprises qui ne sont pas dues au programme lui-même mais à certaines caractéristiques, parfois bien cachées, du problème posé.

Dans le cas où le problème est bien posé : par exemple ajuster une courbe, qui est effectivement une lorentzienne, sur une lorentzienne, et si l'on ne choisit pas des valeurs initiales des paramètres parfaitement aberrantes, la convergence à 10^{-6} de l'écart quadratique moyen se produit en 4 à 6 itérations ; on gagne un facteur 10 en précision à chaque itération, et ceci est valable que l'on utilise la première ou la deuxième méthode.

Dans certains cas, on observe au contraire avec la deuxième méthode une convergence très lente, demandant 50 ou 100 itérations, pendant laquelle l'évolution de l'écart quadratique moyen semble linéaire : c'est-à-dire qu'à chaque pas cet écart décroît d'une valeur presque constante, qui diminue toutefois lentement pour permettre une convergence. Dans ce cas la première méthode diverge le plus souvent.

Ceci correspond à l'existence,dans l'espace des paramètres, d'une "vallée" dont le fond d'"altitude" (valeur de l'écart quadratique moyen) à peu près constante, décrit un parcours sinueux, et dont les parois sont abruptes : Pour tous les points de ce fond, les valeurs individuelles des paramètres peuvent varier dans de très grandes proportions, mais l'écart quadratique, et en général la forme de la courbe résultante, varient très peu. Nous donnerons quelques exemples significatifs :

a) - Dans les expériences de mesure d'orientation nous savions que le signal observé était la superposition de :

- une courbe "utile" ; lorentzienne en dispersion pure de centre (champ nul) connu, mais d'amplitude et de largeur inconnues.

- une courbe "parasite" : en plus du signal d'orientation, il existe, dans la lumière détectée, un signal d'alignement 100 fois plus grand ; par suite des imperfections du système de détection, 1 % de ce signal d'alignement se trouve mélangé au signal d'orientatio et le parasite obtenu est donc une lorentzienne du même ordre de grandeur que le signal utile : on connaît a priori son centre (champ nul) et sa largeur (déduite d'une mesure d'alignement - effet Hanle - beaucoup plus précise que celle d'orientation), mais on ignore son amplitude et il peut être un mélange en proportions quelconques d'absorption et de dispersion.

Nous avons donc cherché à ajuster cette courbe sur une ou deux lorentziennes ayant les caractéristiques ci-dessus : nous avons trouvé une divergence avec la méthode (1) et une convergence très lente (> 50 itérations) et manifestement aberrante avec la méthode (2) : les amplitudes des composantes "utiles" et "parasites" en dispersion devenant très grandes et de signes opposés. Pour comprendre ce qui se passait nous avons reporté sur (fig.57) et dans le tableau ci-dessous, les trois courbes suivantes :

- ajustement sur une seule lorentzienne de largeur, amplitude en absorption, amplitude en dispersion, et centre variables -
- ajustement sur deux lorentziennes ayant les caractéristiques ci-dessus en début d'itérations (5ème itération) -
- le même après 50 itérations.

Nous voyons immédiatement sur la figure que ces trois courbes sont pratiquement identiques, bien que leurs paramètres soient très différents et surtout pour la dernière, manifestement aberrants.

Nombre de Lorentziennes	A1 Absorption	B1 Dispersion	I1 Largeur	A2	B2	I2	Centre	Ecart quadratique moyen
1	234	966	17.022	-	-	-		3.58
2	182	- 512	22.02 imposé	0 imposé	1487	18.44	98.16 imposé	3.53
2	182	- 8070	22.02 imposé	0 imposé	9039	21.39	98.16 imposé	3.47

ESSAI POUR SEPARER LA RESIDUELLE, du SIGNAL d'ORIENTATION

Largeur résiduelle = 22,02 (à partir du signal d'alignement)
Amplitude d'absorption de la courbe d'orientation fixée = 0

1°/ - 1 seule lorentzienne ; E.Q.M. = 3,58 ; β = 966 ; α = 233,7 ;largeur =17,0

2°/ - 2 lorentziennes, courbe obtenue après 5 itérations : E.Q.M. = 3,527

β résidu = - 511 α = 182,27
β courbe = 1487 Largeur courbe = 18,44

3°/ - 2 lorentziennes, courbe obtenue après 50 itérations : E.Q.M. = 3,468 ;

β résidu = - 8070 ; α = 181,86
β courbe = 9039 largeur courbe = 21,38

FIG. 57

Nous voyons donc que ces résultats expérimentaux sont parfaitement inexploitables.

Pour obtenir un résultat exploitable il faut :

- soit améliorer le montage expérimental pour éliminer le parasite, ce que nous avons finalement fait.

- soit déterminer par une mesure indépendante le rapport absorption/dispersion de la composante parasite : si l'on impose une valeur fixe à ce rapport, la convergence se produit en quelques itérations.

b) - Un problème très voisin a été rencontré dans des mesures d'effet Hanle. La courbe obtenue est dans un cas simple une lorentzienne en absorption presque pure, la petite composante en dispersion, résiduelle, de l'ordre de 1 à 2 % étant due à l'imperfection du réglage de phase de la détection synchrone. Dans certains cas, cette courbe n'est pas composée d'une seule lorentzienne, mais de deux de même signe, de largeurs grossièrement double l'une de l'autre, et d'amplitudes de même ordre de grandeur. Or, la différence entre la somme de deux lorentziennes de même amplitude, de même signe et de largeurs simple et double, et la meilleure approximation en une seule lorentzienne de la courbe résultante est seulement de quelques % (la forme de cette différence est toutefois assez caractéristique et nous avons pu dans certains cas favorables obtenir un rapport signal/bruit de 10 sur cette différence, ce qui représente un rapport S/B de l'ordre de 1000 sur la courbe Hanle totale).

Les écarts à une seule lorentzienne dus à l'imperfection du réglage de phase de la détection synchrone, et à la présence de deux lorentziennes sont donc du même ordre de grandeur et doivent donc être introduits tous les deux dans l'ajustement.

Pour cela :

- dans une première étape nous avons essayé la somme de deux lorentziennes de même centre (champ nul), mais de largeur et amplitude en absorption et en dispersion libres : nous obtenions une divergence analogue à celle que nous avons discutée au paragraphe précédent : les deux amplitudes en dispersion prennent des valeurs très grandes et de signes opposés, leur différence restant grossièrement constante.

- nous avons obtenu une convergence en procédant en deux étapes : dans la première nous fixons à zéro les amplitudes en dispersion, dans la deuxième nous les laissons libres, mais nous prenons comme point de départ les résultats de la première étape. Toutefois, le résultat n'est pas satisfaisant car le rapport dispersion/absorption de chacune des deux courbes est différent, alors que ce rapport qui est dû au réglage de phase doit être le même pour les deux.

- nous avons alors modifié le programme pour pouvoir imposer aux deux lorentziennes d'avoir le même rapport absorption/dispersion; la valeur de ce rapport commun était toutefois variable. La convergence est alors rapide et significative.

c) - Dépouillement des courbes Pseudo-Brossel à 45° et 90° : Nous avons vu que ces courbes (B45 et B90), de la forme :

$$\frac{a + b\,x^2}{1 + c\,x^2 + d\,x^4} \qquad (1)$$

étaient la somme avec des amplitudes différentes, de deux lorentziennes de même centre dont la largeur tend, pour $H_1 \to 0$, pour l'une vers Γ_1, pour l'autre vers $\Gamma_{2/2}$. La meilleure méthode pour déterminer si Γ_1 était différent de Γ_2 semblait donc d'ajuster la courbe expérimentale, non pas directement par l'expression (1), mais par la somme de deux lorentziennes. Or ceci conduit dans tous les cas à une convergence très lente. Nous discuterons séparément le cas de H_1 fort et H_1 faible.

1°/ H1 fort :

Dans ce cas, pour B45 on prévoit que les deux lorentziennes auront des largeurs assez voisines et des amplitudes grandes et de signe opposé, la différence de ces deux amplitudes étant l'amplitude de la courbe Brossel observée.

Dans un premier essai, nous avons ajusté sur deux lorentziennes en prenant des valeurs initiales voisines de celles attendues : nous avons obtenu une convergence très lente vers des valeurs approximativement raisonnables (tablea ci-dessous 1ère ligne).

Dans un deuxième essai, nous avons ajusté par la courbe (de l'expression (1)) et décomposé ensuite la courbe résultante en deux lorentziennes : la convergence est alors beaucoup plus rapide, l'écart quadratique moyen résultant est pratiquement le même (à 0,2 % près) mais les résultats sont entièrement différents.

	A1	I1	A2	I2	E.Q.
2 Lorentz.	15 655	23.36	- 14045	20.62	41,22
Brossel	4 256	28.21	- 2640	16.00	41,16

L'explication est là aussi donnée par le tracé des courbes (fig.58). Ces deux courbes sont pratiquement identiques et leur différence est bien inférieure au bruit expérimental.

La décomposition n'a donc aucun sens, et nous avons du nous rabattre sur l'exploitation des caractéristiques physiques de la courbe résultante, largeur à mi-hauteur par exemple, qui, elle, est visiblement significative (on obtient 41.10 pour la première et 41.88 pour la deuxième) : l'ajustement

Ajustement d'une courbe Pseudo-Brossel

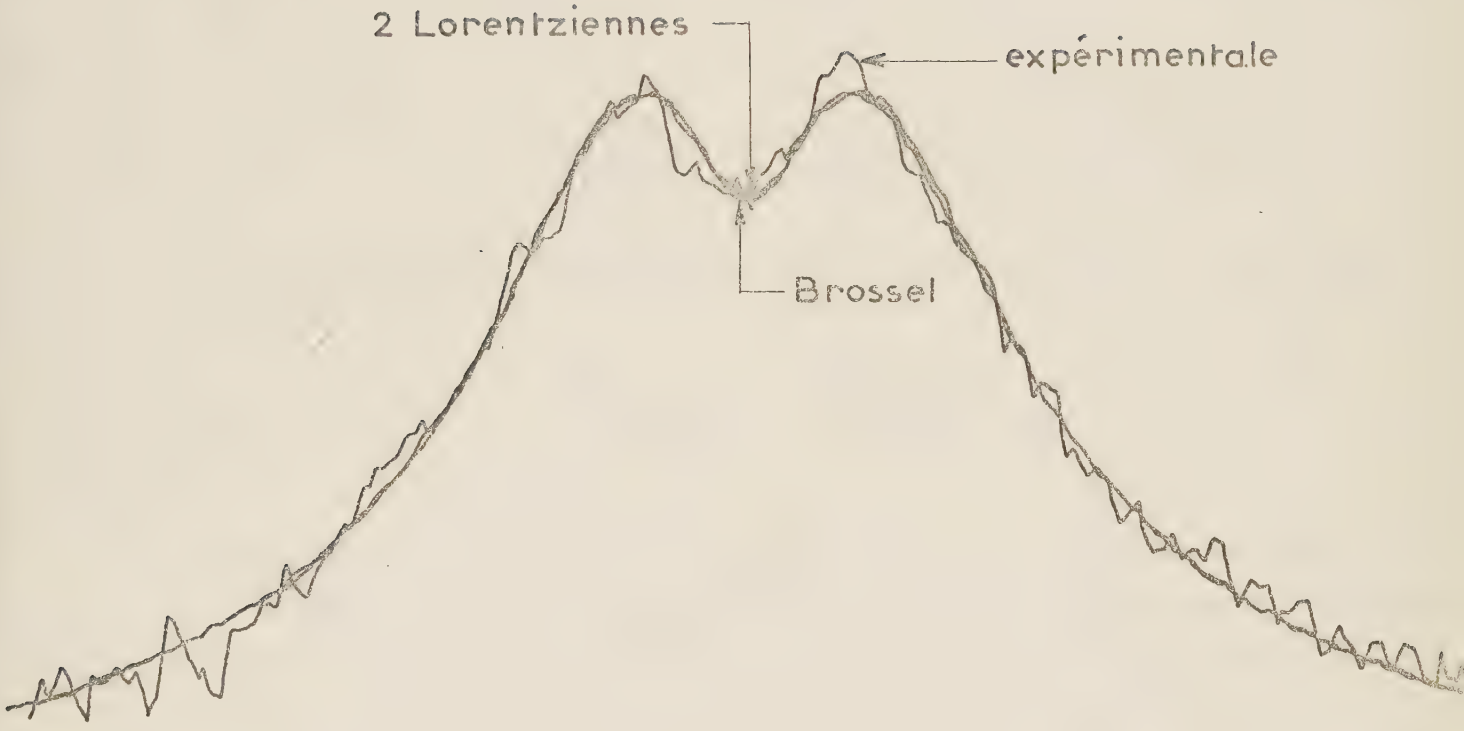


FIG. 58

a été fait à partir de ce moment à l'aide de l'expression (1) qui donne une convergence rapide à fort champ H1.

2°/ H1 faible :

La convergence se ralentit avec cette méthode si nous essayons d'ajuster les courbes à champ H1 faible avec l'expression (1). L'explication est la suivante : à champ H1 faible l'amplitude de l'une des deux lorentziennes en lesquelles peut se décomposer (1) devient faible devant l'autre. Dans l'égalité :

$$\frac{A}{1 + ((x-x_0)/\Gamma_1)^2} + \frac{\varepsilon}{1 + ((x-x_0)/\Gamma_2)^2} = \frac{a + b\,x^2}{1 + cx^2 + dx^4}$$

ε et Γ_2 sont mal définis car ils interviennent peu dans la courbe expérimentale.

$$c = \frac{1}{\Gamma_1^2} + \frac{1}{\Gamma_2^2} \quad , \quad d = \frac{1}{\Gamma_1^2\,\Gamma_2^2} \text{ , et } \quad b = \frac{A}{\Gamma_2^2} + \frac{\varepsilon}{\Gamma_1^2}$$

sont donc des quantités mal définies : elles peuvent prendre des valeurs relativement différentes (mais liées entre elles) sans que la courbe résultante change beaucoup. Il en résulte une convergence lente et aléatoire. D'autre part, un paramètre "physique" de la courbe résultante, comme la largeur, est défini avec une précision beaucoup plus grande que chacun des paramètres b,c, ou d, séparément.

Ceci nous a amené à ne considérer que ce paramètre significatif pour le dépouillement plutôt que les composantes b, c ou d. Nous avons également fait une étude de ce qui se passait si on ajuste une telle courbe en une seule lorentzienne.

A P P E N D I C E

Nous montrons ici un exemple du déroulement du programme d'ajustement, en notant en italique, en dessous de chaque paramètre, sa fonction dans le programme :

```
E W    F I T

EXECUTION BEGINS ...

"N"      200      "SERIE DU 25/7/73 MANIP. N° 25"      5      198      1      0      0
```

Nouvelle manip. - Nombre de points - Titre de la manip. - Canal de départ - Canal d'arrivée - 1 lorentz. - 0 Brossel - Polynôme de base d'ordre 0

```
16.00000      2951.000      ...      0
```

Contenu du premier, second, et dernier canal, pour le contrôle.

```
1 0000      "V"      0      "V"      7      "V"      100      "V"
```

Amplitude en absorption - Variable - Amplitude en dispersion - Variable - Largeur - Variable - Centre - Variable] *Paramètres initiaux de la lorentzienne*

1 "F" 2 200 "V"

Origine x_0 *- fixe - terme constant* a_0 *- variable*

Paramètres initiaux du polynôme de base :

$a_0 + a_1 (x-x_0) + a_2 (x-x_0)^2 + \ldots$

10 1

Nombre d'itérations - Méthode n° 1

1020.768
114.3795
56.16170
55.59525

Ecarts quadratiques moyens successifs

* * *

On a deux écarts quadratiques moyens successifs qui diffèrent par moins de 2×10^{-6} *ce qui indique la sortie des résultats de l'ajustement avec le titre correspondant.*

SERIE DU 25/7/73 MANIP. N° 25

ESSAI NUMERO 1

CANAUX LIMITES 5 198

ALPHA = 11912.25 ± 24.35127

↓ amplitude en absorption

↓ erreur statistique

BETA = 331.0088 ± 26.82483

↓ amplitude de dispersion

↓ erreur statistique

GAMMA = 6.825055 ± 0.02216

↓ largeur

↓ erreur statistique

X0 = 98.59579 ± 0.020735

↓ Centre

↓ erreur statistique

BASE = 2907.610 ± 5.0874

↓

erreur statistique

ECART QUADRATIQUE MOYEN = 55.59528

"N" [200 "SERIE DU 25/7/73 MANIP. N° 55" 5 198] 0 1 0

↓ ↓ ↓ ↓ ↓

manip. suivante – *déjà mentionnés* – *0 lorentz.* – *1 Brossel* – *Polynôme d'ordre 0*

$$\left(\frac{A + B x^2}{1+cx^2+Dx^4}\right)$$

[16.00000 20641.00 ... 0]

↓

déjà mentionnés

- 10 000 "V" -1 "V" 0.01 "V" 3' - 5 "V" 100 "V" 1 "F" 20000 "V" 10 2

↓ ↓ ↓ ↓ ↓ ↓ ↓ ↓ ↓

A – *B* – *C* – *D = 3x10^{-5}* – *Centre Brossel* – *Centre polynôme de base* – *ao* – *10 itérations* – *Méthode n° 2*

60 89.262

45.86987

278.3284

278.3284

168.3757

168.3757

.

.

146.1497

169.0323 → *Equart quadratique moyen supérieur au précédent*

76.21660 → *angle calculé > 30°*

127.7296 → *g x 10 : nouvel écart quadratique moyen inférieur au précédent*

127.7296 → *on recommence une nouvelle itération*

123.6870

123.6870

120.3175

120.3175

.

.

113.4573 → *pas de *** :on fait 10 itérations sans converger.*

SERIE DU 25/7/73 MANIP. N° 55

ESSAI NUMERO 1

CANAUX LIMITES 5 198

A = - 7805.770 ± 35.4166

B = 6.00397 ± 0.2174

C = 0.00409 ± 0.00010

D = 3.6702'-06 ± 3.119459'-07

G1 = 27.45071 G2 = 19.01512] *Amplitudes* A1 *et* A2 *et largeur* G1,G2 *des 2 composantes*

A1 = 11373.96 A2 = - 19179.72]

Xo = 98.26892 ± 0.05105

EQUART QUADRATIQUE MOYEN = 113.4573

"I" 10 2 → *Continuer à itérer 10 fois avec la méthode 2.*

112.4644

112.4644

111.7286

⋮

109.1563

109.1563 → *(c'est bien)*

SERIE DU 25/7/73 MANIP. N° 55

ESSAI n° 1

CANAUX LIMITES 5 198

A = - 7609.852 ± 67.34009
B = 7.76979 ± 0.41394
C = 0.004247 ± 0.00012
D = 2.123707'-06 ± 3.093448'-07

G1 = 41.54387 G2 = 16.51753
A1 = 3946.688 A2 = - 11556.54
χO = 98.26454 ± 0.05148
BASE = 19741 ± 64.83084

Résultats finaux

EQUART QUADRATIQUE MOYEN = 109.1563

"T" 2 198 0 10

↓

Tracer sur imprimante rapide

"C" 5 198 001 00

↓

Continuer avec la même manip. mais avec des paramètres différents: ici 1 lorentz. au lieu d'1 Brossel.

- 8000 "V" 0 "V" 20 "V" 100 "V" 1 "F" 20 000 "V" 10 1

1396.036
539.0747
255.4156
236.4735
236.1550
236.1486

* * * → *(c'est bien)*

SERIE DU 25/7/73 MANIP. N° 55

ESSAI NUMERO 2

CANAUX LIMITES 5 198

ALPHA = - 8695.406 ± 78.45013
BETA = - 637.8813 ± 93.45232
GAMMA = 12.00993 ± 0.18832
χ0 = 97.33144 ± 0.16737
BASE = 20514.58 ± 25.96426

EQUART QUADRATIQUE MOYEN = 236.1484

"T" 2 198 0 10 ⟶ *Tracer sur imprimante rapide*

"F" ⟶ *fin de session.*

B I B L I O G R A P H I E

(1) - A. OMONT, J. Phys. 26, 26, (1965)

(2) - M. LOMBARDI, thèse, GRENOBLE, (1969)

(3) - U. FANO, G. RACAH, Irreducible tensorial sets, Academic Press, New-York, (1959)

(4) - A. MESSIAH, Mécanique quantique, tome II, DUNOD PARIS (1962) - page 924 -

(5) - A. MESSIAH, " " " page 924, n° 84 -

(6) - A. MESSIAH, " " " page 915, n° 34 -

(7) - A. MESSIAH, " " " page 914 -

(8) - A. MESSIAH, " " " page 908 -

(9) - A. MESSIAH, " " " page 909, n° 13 D -

(10) - A. MESSIAH, " " " page 924, n° 81 -

(11) - O. NEDELEC, Thèse, GRENOBLE, (1966) -

(12) - C. TANNOUDJI, thèse, PARIS (1962)

(13) - A. MESSIAH, tome II, - page 924 - n° 82 -

(14) - M.I. D'YAKONOV, SOVIET Physics, J.E.T.P., 20, 1484, (1965)

(15) - BYRON & FOLEY, Phys. Rev. 134, A 625 (1964)

(16) - Cf. (1)

(17) - CHAMOUN, thèse (3ème Cycle), GRENOBLE, (1970)

(18) - A. MESSIAH, tome I, Dunod PARIS (1962) - page 326 -

(19) - BARAT, J. Phys. B - Proc. Phys. soc. (Atomic & Molecular Phys.) vol. 3 n° 2 FEB. 1970

(20) - A. MESSIAH, tome II, - page 924, n° 82 a et b -

(21) - F. LALOE, C.R. Acad. sci., 267 (1968)

(22) - R.L. HILLARD and G.G. SHEPERD, Journal of the optical society of America, vol. 56, n° 3; March 1964 -

(23) - J.C. LEHMANN, Ann. Phys., 2, 345, (1967)

(24) - C.G. CARRINGTON and A. CORNEY, J. Phys. B : Atom. Moléc. Phys., 1971, vol. 4

(25) - Proc. Phys. soc. 1967, vol. 92, LONDON

(26) - DESCOMPS, thèse, PARIS, (1969)

(27) - M. GIROUD, thèse (3ème Cycle), GRENOBLE, (1968)

(28) - M. CARRE, thèse (3ème Cycle), LYON, (1967)

(29) - P. BALTAYAN, Communication privée

(30) - K. BUCHHAUPT, S. Naturforsch 27 A, 572, (1972)

(31) - St-JOHN, & FOWLER, Phys. Rev. 1961, 122, 183

(32) - PINARD et LALOE, EUROPEAN group for atomic spectroscopy, Fourth annual conference, AMSTERDAM, July 11-14,1972

(33) - J. BROSSEL, et F. BITTER, Phys. Rev., 86, 308, (1952)

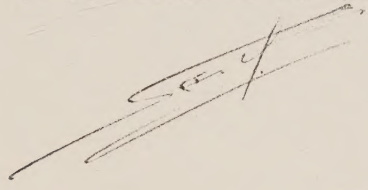
(34) - M. MEAUJEAN, thèse (3ème Cycle), PARIS (1967).

Dernière page d'une thèse

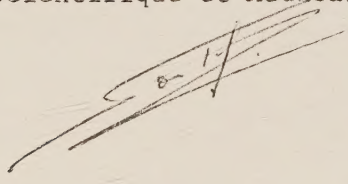
VU

Grenoble, le

le Président de la thèse



VU, et permis d'imprimer,

Grenoble, le

le Président de l'Université
Scientifique et Médicale